This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.

+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.

+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.

+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at `http://books.google.com/`

Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

+ *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.

+ *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.

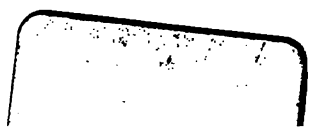
+ *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.

+ *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

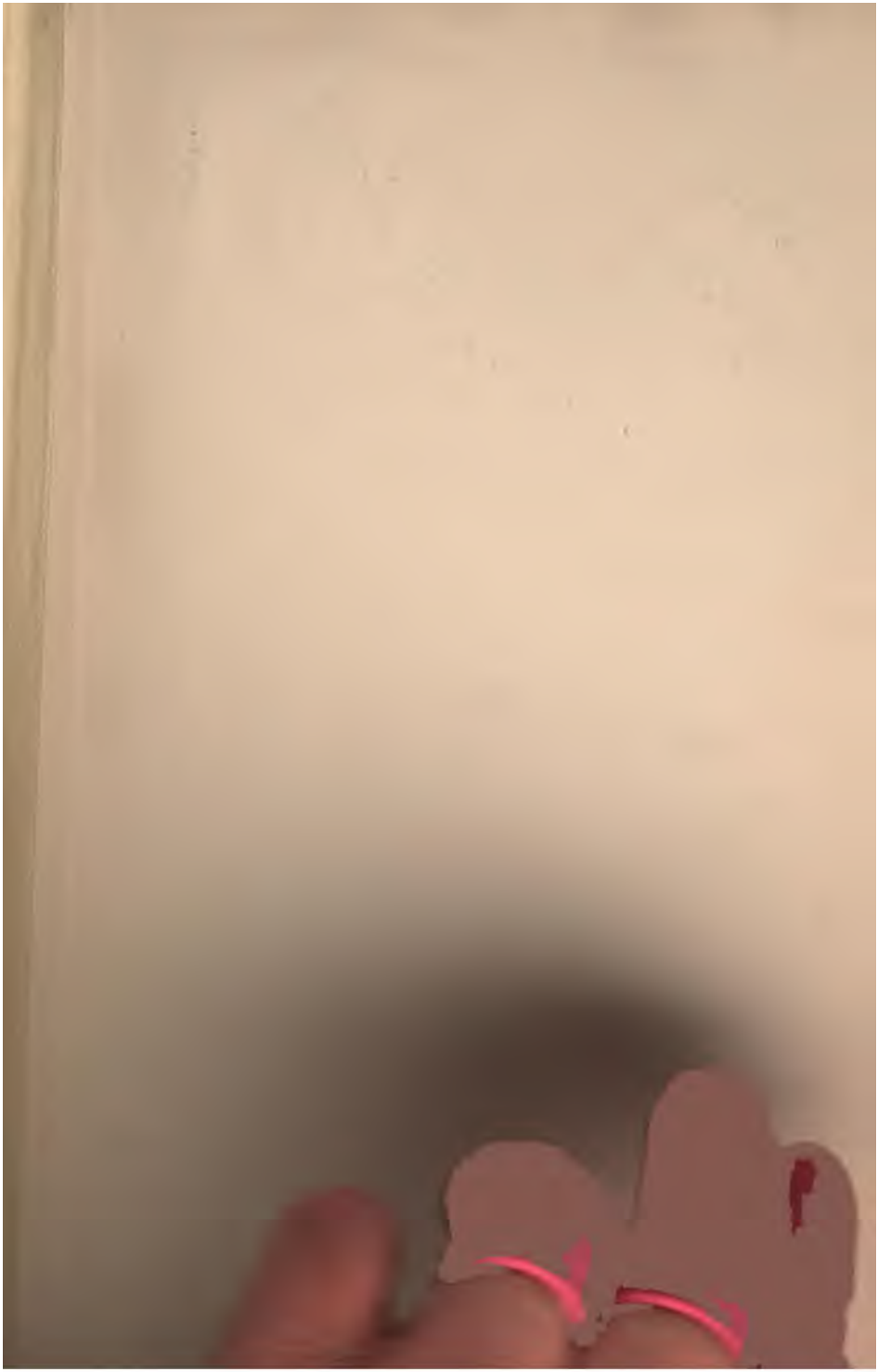
Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter `http://books.google.com` durchsuchen.

3 3433 06275393 8



PAA
Annalen



1847. 11. DECEMBER. 1897.

(Annalen der Physik ...

THE NEW YORK
PUBLIC LIBRARY

ASTOR, LENOX AND
TILDEN FOUNDATIONS

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND 63. 1897. No. 18.

PAA
Annalen

THE NEW YORK
PUBLIC LIBRARY
79767
ASTOR, LENOX AND
TILDEN FOUNDATIONS.
1898.

THE ASTOR LIBRARY

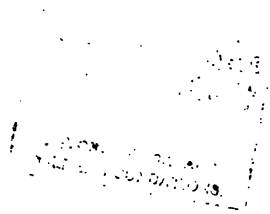
GUSTAV WIEDEMANN

DEM HERAUSGEBER DER ANNALEN

ZUM

FÜNFZIGJÄHRIGEN DOCTORJUBILÄUM

GEWIDMET.

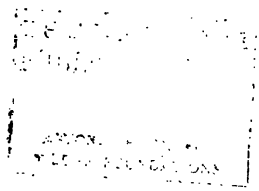


Am 11. December 1847 wurde Gustav Wiedemann an der Universität Berlin mit einer Dissertation: De novo quodam corpore ex urea producto zum Doctor der philosophischen Facultät promovirt. Bei der fünfzigsten Wiederkehr dieses Gedenktages empfinden es die deutschen und auswärtigen Fachgenossen, vor allem aber die Mitarbeiter an den Annalen, als eine Freude und ein Bedürfniss, sich zu einem herzlichen Glückwunsch für den hochverehrten Jubilar zu vereinigen.

Wenige Jahre erst sind verflossen, seit Hermann von Helmholtz den fünfzigsten Band der Wiedemann'schen Annalen mit einem Ueberblick des Lebensganges und einer eingehenden Würdigung der Verdienste des Jubilars in seiner doppelten Thätigkeit als Forscher und als Redacteur einleitete. Diese Schilderung, von dem berufensten Vertreter der physikalischen Wissenschaften entworfen, hat zugleich dem Urtheil und der

Anerkennung der gesammten Fachwelt erschöpfenden Ausdruck gegeben. Wenn nun seitdem der Jubilar selber bis heute standhaft auf seinem Posten verblieben ist, so sind dagegen in dem Kreise der Gratulanten schmerzlich empfundene Lücken entstanden. Es fehlt Hermann von Helmholtz, es fehlen Heinrich Hertz, August Kundt und noch manche Andere, welche damals, im Jahre 1893, mitten in voller Schaffenskraft standen.

Bei diesen für den kurzen Zeitraum ungewöhnlich schweren Verlusten, welche die physikalische Wissenschaft in Deutschland erlitten hat, kommt bei den gegenwärtigen Vertretern der Physik das Bedürfniss nach engerem Aneinanderschliessen ganz besonders zur Geltung, und immer lebendiger wird das Bewusstsein von der Bedeutung eines ideellen Mittelpunktes, in welchem ihre Bestrebungen ihren Zusammenschluss und stetige Fortsetzung finden. Einen solchen



Mittelpunkt bilden für sie seit Langem die Poggendorff-Wiedemann'schen Annalen der Physik und Chemie, die Stätte, welche eine grosse Zahl der Meisterwerke unserer Wissenschaft für alle Zeiten vereinigt, und an der Spitze der Annalen unser hochverehrter Jubilar, der, ein ruhender Pol in der Erscheinungen Flucht, die Wandlungen der letzten Jahre in geistiger und körperlicher Frische überdauert hat, zur aufrichtigen Freude seiner näheren und entfernteren Collegen und Schüler. In gewissenhafter Benutzung seiner langjährigen Erfahrungen führt er mit milder, aber fester Hand, mit peinlicher Sorgfalt und nie rastendem Fleisse, das anstrengende, nicht immer Dank eintragende Amt des Redacteurs, und nur das Bewusstsein strengster Pflichterfüllung vermag ihm Ersatz zu bieten für die mannichfachen Opfer, die er dieser Arbeit an Kraft und Zeit zu bringen genöthigt ist. Dafür erwächst

ihm aber auch die Freude, sein geliebtes, ihm anvertrautes Pflegekind mit musterhaftem Erfolge weitergedeihen und von Gefahren kaum je ernstlich berührt zu sehen.

Dieses verdienstvolle Wirken erheischt bei allen Fachgenossen fort und fort ungetheilte Anerkennung. In dem Wunsche, derselben bei dieser festlichen Gelegenheit einen erneuten Ausdruck zu verleihen, hat sich eine Anzahl der ständigen Mitarbeiter an den Annalen vereinigt, um, mit freundlicher Unterstützung des Verlegers der Annalen, dem Jubilar am heutigen Tage ein besonderes Ehrengeschenk zu widmen; es ist die werthvollste Gabe, über die sie verfügen können: eine Sammlung von Erzeugnissen ihrer eigenen Arbeit. Der Anzahl der Theilnehmer entsprechend ist der Inhalt des Werkes etwas bunt ausgefallen; möge es der verehrte Jubilar als eine echte Naturgabe hinnehmen, wie

einen frischgepflückten Feldblumenstrauss, dessen Werth weniger in kunstvoller Schönheit, als vielmehr in der Gesinnung liegt, mit der er dargebracht wird.

Infolge der über Erwarten vielseitigen Betheiligung ist der Umfang des Werkes so ansehnlich geworden, dass, in Abweichung von einem ursprünglich gefassten beschränkteren Plane, ein besonderer Band daraus entstanden ist, ein Wiedemann'scher Jubelband, zugleich der 63. Band der Annalen, der durch die Vielseitigkeit seines Inhalts und die gediegene Ausstattung fortan eine bevorzugte Stelle in der Reihe der Annalenbände einnehmen wird. Mögen ihm in Zukunft noch viele andere folgen, die den Namen Gustav Wiedemann auf dem Titelblatt tragen!

Inhalt.

Neue Folge. Band 63.

Dreizehntes Heft.

Seite

1. Ed. Hagenbach. Die Umkehrung der Ventilwirkung in Entladungsröhren 1
2. P. Drude. Ueber die Beziehung zwischen Torsion und Magnetismus 9
3. G. Tammann. Ueber die Dampfspannung von Hydraten, welche beim Verwittern durchsichtig bleiben 16
4. F. A. Schulze. Ueber das Verhalten des Eisens in Bezug auf das Gesetz von Wiedemann und Franz 23
5. A. Oberbeck. Zur Theorie der galvanischen Polarisation . . 29
6. L. Pfaundler. Ueber die Spannkraft der Quecksilberdämpfe im Intervall 0^0 bis 100^0. 36
7. H. Jahn. Electrochemische Notizen 44
8. A. Heydweiller. Zur Bestimmung der inneren Reibung fester Körper 56
9. I. Klemenčič. Beitrag zur Kenntniss der magnetischen Nachwirkung 61
10. G. Quincke. Ein akustisches Thermometer für hohe und niedrige Temperaturen 66
11. E. Ketteler. Das sich selbst überlassene gedämpfte Pendel ein Analogon zum Eintritt des Lichtes in ein durchsichtiges Medium 72

Seite

12. F. Melde. Ueber die Erregung stehender Wellen durch electrische Funkenentladungen 78

13. G. Jäger und St. Meyer. Ueber magnetische Susceptibilität und Atommagnetismus 83

14. C. A. Bjerknes. Zur Weiterbildung der invers electrischähnlichen hydrodynamischen Erscheinungen; Uebergang von statischen zu dynamischen 91

15. R. Defregger. Ueber den thermomagnetischen Longitudinaleffect beim Wismuth 97

16. A. Föppl. Ueber die mechanische Härte der Metalle, besonders des Stahls 103

17. M. Toepler. Geschichtete Entladung in freier Luft 109

18. A. Winkelmann. Ueber die Aenderung des Elasticitätscoefficienten des Platins mit wachsender Temperatur 117

19. W. v. Bezold. Ueber die Untersuchung electrischer Drahtwellen mit Hülfe von Staubfiguren 124

20. K. R. Koch. Ueber das Verhalten der Dielectricitätsconstante und des Brechungsexponenten im magnetischen Felde 132

21. H. Jaeger. Magnetische Spiegelbilder 137

22. I. Fröhlich. Ringförmiges Inductionsnormale 142

23. O. Wiedeburg. Ein physikalisches Entwickelungsprincip . . 154

24. E. Dorn. Ueber die erwärmende Wirkung der Röntgenstrahlen 160

25. L. Arons. Ueber den Extrastrom beim Unterbrechen eines electrischen Stromkreises 177

26. A. Toepler. Ueber electroskopische Beobachtung Hertz'scher Resonatorschwingungen 183

27. V. v. Lang. Ueber die electromotorische Gegenkraft des Aluminiumlichtbogens 191

28. F. Pockels. Ueber das magnetische Verhalten einiger basaltischer Gesteine 195

29. P. Chappuis. Bestimmung der Ausdehnung des Wassers zwischen 0 und 40° 202

30. A. Paalzow und F. Neesen. Ueber den Einfluss des Magnetismus auf die Stärke der electrischen Entladung in luftverdünnten Räumen 209

31. E. Riecke. Ueber die Vertheilung der freien Electricität im Innern einer Geissler'schen Röhre 220

Seite

32. P. Glan. Theoretische Untersuchungen über elastische Körper und Licht 230

33. K. Waitz. Ueber eine Verschiedenheit im Verhalten der electrischen und der magnetischen Schwingung Hertz'scher Wellen 234

34. E. Wiedemann. Beziehung des positiven Lichtes zum dunkeln Kathodenraume 242

35. E. Wiedemann. Gegenseitige Beeinflussung verschiedener Theile einer Kathode 246

36. P. Lenard. Ueber die electrische Wirkung der Kathodenstrahlen auf atmosphärische Luft 253

37. F. Richarz und W. Ziegler. Messung der Temperatur von Electrolyten an der Oberfläche sehr kleiner Electroden . . . 261

38. W. König. Einfache Demonstration des Zeeman'schen Phänomens 268

39. H. Euler. Ueber die Beweglichkeit von nicht dissociirten und dissociirten Molecülen 273

40. H. A. Lorentz. Ueber den Einfluss magnetischer Kräfte auf die Emission des Lichtes 278

41. O. Lehmann. Ueber electrischen und magnetischen Wind . 285

42. Sv. Arrhenius. Versuche über electrische Spitzwirkung . . 305

43. C. Fromme. Ueber die Wirkung von Erschütterungen auf den Magnetismus 314

44. F. Braun. Ueber Bewegungen, hervorgebracht durch den electrischen Strom 324

45. M. Thiesen. Bemerkung zur Zustandsgleichung 329

46. W. Ostwald. Betrachtungen über die Dampfdrucke gegenseitig löslicher Flüssigkeiten 336

47. H. Ebert. Versuche mit dem G. Wiedemann'schen Geysirapparat 342

48. H. du Bois. Ueber magnetische Schirmwirkung 348

49. W. Jaeger. Umwandlung des Zinksulfats beim Clarkelement 354

50. H. F. Weber. Berücksichtigung der Formen der Wechselstrom-Spannungen und Wechselstrom-Intensitäten bei den Messungen von Capacitäten und Inductionscoefficienten mittels Wechselstrom 366

51. W. Voigt. Beiträge zur geometrischen Darstellung der physikalischen Eigenschaften der Krystalle 376

Seite

52. W. Nernst und A. M. Scott. Ueber Polarisation an dünnen Metallmembranen 386

53. M. Wien. Ueber die Verwendung des Electrodynamometers im Nebenschluss 390

54. O. Lummer und E. Pringsheim. Die Strahlung eines „schwarzen" Körpers zwischen 100 und 1300° C. 395

55. E. Warburg. Ueber die Electrisirung der Luft durch Spitzenentladung 411

56. M. Planck. Notiz zur Theorie der Dämpfung electrischer Schwingungen 419

57. F. Kohlrausch. Erscheinungen bei der Electrolyse des Platinchlorids 423

1897. ANNALEN № 13.
DER
PHYSIK UND CHEMIE.
NEUE FOLGE. BAND 63.

THE NEW YOR
PUBLIC LIBRAF
ASTOR, LENOX AND
TILDEN FOUNDATIONS

1. *Die Umkehrung der Ventilwirkung in Entladungsröhren;* *von Ed. Hagenbach.*

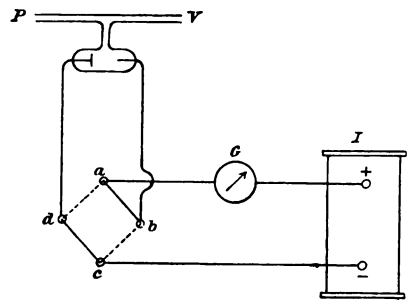
In zwei Abhandlungen hat Hr. Gustav Wiedemann den Durchgang der Electricität durch Gase behandelt[1]); dabei hat er die von der Natur und dem Druck des Gases, von der Beschaffenheit der Electricitätsquelle, von der Grösse, dem Abstand und dem Stoff der Electroden abhängigen Erscheinungen nach den verschiedenen Seiten genau studirt, die Gesetzmässigkeit des Vorganges ermittelt und theoretische Betrachtungen zur Erklärung aufgestellt. Diese Untersuchungen sind seither von mannichfachen Forschern erweitert und ergänzt worden und haben in neuerer Zeit ganz besonders die Aufmerksamkeit auf sich gezogen, seitdem die Entdeckung der *X*-Strahlen das Interesse für die bei starken Verdünnungen auftretenden Erscheinungen gesteigert und neue Mittel zur Forschung geliefert hat.

Schon vor einigen Jahren angestellte Versuche, bei denen die Ventilwirkungen in Entladungsröhren zur Trennung entgegengesetzt gerichteter Entladungsströme verwendet wurden, sowie auffallende Erscheinungen beim Photographiren mit *X*-Strahlen liessen mich vermuthen, dass eine Umkehrung der Ventilwirkung bei sehr niedrigen Drucken eintrete. Ich stellte deshalb gemeinsam mit Hrn. Dr. H. Veillon einige Versuche nach dieser Richtung an, über deren Resultate ich in der

1) G. Wiedemann und R. Rühlmann, Sitzungsber. d. Sächs. Gesellsch. d. Wissensch. Oct. 1871 und Pogg. Ann. **145**. p. 235 u. 364. 1872; G. Wiedemann, Sitzungsber. d. Sächs. Gesellsch. d. Wissensch. Febr. 1876 und Pogg. Ann. **158**. p. 35 u. 252. 1876.

Versammlung Schweizerischer Naturforscher in Zürich[1]) und Deutscher Naturforscher in Frankfurt[2]) Mittheilung machte.

Bei diesen Versuchen wurde der Strom eines Inductoriums das eine Mal von Fläche zu Spitze und das andere Mal von Spitze zu Fläche durch die Entladungsröhre gesandt und aus der Ablenkung im Galvanometer auf die entsprechende Stromstärke geschlossen. Die Umkehrung der Ventilwirkung trat bei einem Druck in der Entladungsröhre von 0,13 mm ein, d. h. bei einem Druck über dieser Grösse ging bei gleichem Gang des Inductoriums der stärkere Strom von Spitze zu Fläche, bei einem Druck unter der genannten Grösse aber von Fläche zu Spitze; der Unterschied war sehr deutlich ausgesprochen.



Bei diesen Versuchen war der Vorgang dadurch verwickelt, dass der hochgespannte Oeffnungsstrom und der entgegengesetzt gerichtete niedergespannte Schliessungsstrom abwechslungsweise wiederholt der Entladungsröhre zugeführt wurden; auch arbeiten alle Interruptoren unregelmässig, man erhält deshalb keine constante ruhige Einstellung im Galvanometer und muss aus den Schwankungen eine Mittelzahl der Ablenkung abschätzen und daraus die Stromstärke ermitteln.

Um Resultate zu erhalten, die von den mit dieser Beobachtungsmethode zusammenhängenden Unsicherheiten befreit sind, habe ich mit Hrn. Dr. H. Veillon weitere Untersuchungsreihen angestellt und dazu die Anordnungen getroffen, welche die beistehende schematische Zeichnung verdeutlicht.

Von den Electroden des Inductoriums *I* gehen Leitungen zu den Quecksilbernäpfen *a* und *c*, diese können durch umlegbare Drähte entweder auf dem Wege der ausgezogenen oder auf dem Wege der punktirten Linien mit den Queck-

1) Ed. Hagenbach, Verhandl. d. Schweiz. Naturf. Gesellsch. in Zürich p. 63. 1896 und Archives des sc. phys. et nat. (4) 2. p. 519. 1896.

2) Ed. Hagenbach, Verhandl. d. Gesellsch. Deutscher Naturf. zu Frankfurt a/M., Sept. 1896. II. Theil. 1. Hälfte. p. 72.

silbernäpfen *d* und *b* verbunden werden. Im ersten Falle, den wir Spitzenstellung nennen, geht der Inductionsstrom, welcher der Oeffnung des primären Stromes entspricht, in der Entladungsröhre von Spitze zu Fläche, im zweiten Falle, den wir Flächenstellung nennen, von Fläche zu Spitze.

Für jede Beobachtung wurde der primäre Strom nur einmal unterbrochen; wir benutzten dazu einen Quecksilberunterbrecher, bei dem ein Platinstift aus dem mit Alkohol überdeckten Quecksilber herausgezogen wurde. Da die Unterbrechung mit der Hand keine hinlängliche Gleichmässigkeit für die Inductionsströme gab, wurde die Unterbrechung durch ein Gewicht bewirkt, das von 1,65 m Höhe auf einen Hebel fiel, an welchem der Platinstift befestigt war.

Die Quantität der Electricität des Inductionsstromes wurde mit einem in die Leitung eingeschlossenen ballistischen Galvanometer gemessen; die Aichung desselben ergab, dass einem Theilstrich der Scale 11,1 Mikrocoulomb entsprachen. Die Entfernung des Inductoriums vom Galvanometer betrug 19,5 m, wodurch jede directe Einwirkung auf die Ablenkung des Magnets vermieden war.

Eine besondere Aufmerksamkeit war auf die gute Isolirung der Drahtleitungen, der Galvanometerspulen und der Quecksilbernäpfe verwendet worden.

Die Entladungsröhre war einerseits mit einer Kahlbaum'schen Quecksilberpumpe *P* und andererseits mit einem Voluminometer *V* zur Bestimmung des in der Entladungsröhre vorhandenen Druckes verbunden; diese beiden Apparate und die Entladungsröhren waren von Karl Cramer in Freiburg i. B. hergestellt. Das Voluminometer konnte zur Messung der niederen Drucke bis etwas über 0,1 mm Quecksilber verwendet werden; von da bis etwas über 3 mm diente ein Glycerinmanometer, grössere Drucke wurden an dem Quecksilbermanometer der Pumpe gemessen, noch grössere aus dem Unterschiede des Quecksilberstandes im Steigrohr des Voluminometers und dem Barometerdruck ermittelt.

Da jeder Durchgang der Electricität an den Electroden und Wänden der Entladungsröhre gebundene Luft frei machte und dadurch den Druck vermehrte, so musste vor jeder Beobachtung aufs neue der Druck gemessen werden.

Wir benutzten zuerst eine Entladungsröhre, die aus einer

hohlen Glaskugel von 80 mm Durchmesser bestand; die eine Electrode war eine Aluminiumkugel mit einem Durchmesser von 20 mm und befand sich im Mittelpunkt der Kugel, die andere Electrode war eine feine Platinspitze und befand sich am Rande der Kugel; der Abstand der beiden Electroden war 30 mm.

Die Stromstärke des primären Stromes war 25 Amp. und wenn derselbe unterbrochen wurde, erhielt der Inductionsstrom eine Spannung, mit der in der Luft eine Funkenstrecke von 15—20 cm zwischen Messingkugeln von 19 mm Durchmesser übersprungen wurde, und gab bei Ausschluss der Entladungsröhre und directer Verbindung von *a* und *c* im Galvanometer einen Ausschlag von 389 auf Winkelgrössen reducirten Scalentheilen.

Man pumpte nun die Röhre möglichst leer, schloss sie in die Leitung ein und schickte bei steigendem Drucke, der zuerst durch Loslösen der anhaftenden Luft und dann durch Zulassen frischer Luft hervorgerufen wurde, abwechslungsweise in der Flächenstellung und in der Spitzenstellung den Oeffnungsstrom des Inductoriums hindurch. Es wurden etwa 60 Messungen ausgeführt, und es zeigte sich dabei eine stetige Aenderung der Ablenkungen. In der folgenden Tabelle geben wir nur einige Beispiele, um damit den Charakter des Vorganges zu kennzeichnen.

Druck in mm Quecksilber	Ablenkung in reduc. Scalentheilen bei Flächenstellung	bei Spitzenstellung
0,0001	75	65
0,0040	76	66
0,0081	79	79
0,034	86	86
0,102	104	212
3,3	173	252
21	221	227
75	190	195
112	176	171
147	168	158
284	133	127
460	110	109
602	95	100
738	81	91

Die Zahlen dieser Tabelle zeigen, dass bei zunehmendem Druck in beiden Stellungen die Ablenkungen zuerst wachsen

und dann wieder abnehmen, nur tritt bei der Flächenstellung das Maximum erst bei einem höheren Drucke ein. Das Auffallendste sind jedoch die Umkehrungen in der Ventilwirkung. Sehr ausgesprochen ist dieselbe in der Gegend von 0,0081 bis 0,034 mm; bei einem Druck unter 0,0081 mm überwiegt die Flächenstellung, während bei einem Druck über 0,034 mm die Ablenkungen bei Spitzenstellung bedeutend grösser sind. Diese Umkehrung der Ventilwirkung zeigt sich also bei der Messung der durchgegangenen Electricitätsmenge nach einmaliger Unterbrechung ganz ebensogut wie bei der Messung der Stromstärke unter Anwendung eines Interruptors; nur trat dieselbe bei geringerem Drucke ein, da die früheren Beobachtungen erst bei einem grösseren Drucke von 0,13 mm die Umkehr gezeigt hatten. Diese Verschiebung des Umkehrpunktes ist wohl nicht bedingt durch die Beobachtungsmethode, sondern durch die Beschaffenheit der Entladungsröhre; auch zeigte die Untersuchung mit dem Fluorescenzschirm, dass das Auftreten der Kathodenstrahlen und der dadurch erregten *X*-Strahlen auch bei dieser Röhre mit der Ventilwirkung parallel ging, indem die Fluorescenzwirkung verschwand, sobald die Entladung bei Spitzenstellung überwog.

Die Versuche mit dieser Entladungsröhre zeigten noch zwei andere weniger ausgesprochene Umkehrungen; die eine in der Gegend von 90 mm und die andere in der Gegend von 500 mm; die Beobachtung der die Entladungen begleitenden Lichterscheinungen im Dunkeln liess vermuthen, dass auch diese Umkehrungen mit den Aenderungen der Lichterscheinung im Zusammenhange stehen.

Weitere Versuche stellten wir an mit einer Entladungsröhre länglicher Form, die ähnlich war derjenigen, welche wir bei den vorjährigen Versuchen angewandt hatten. Die Länge der Röhre war 135 mm und der Durchmesser 41 mm; die eine Electrode war eine Platinscheibe von 30 mm Durchmesser, deren Rand mit Glas überzogen war, die andere wurde von einem Platindraht gebildet, der bis an die Spitze in eine Glasröhre eingeschlossen war; der Abstand der Platte von der Spitze betrug 60 mm.

Bei einer ersten Versuchsreihe mit dieser Röhre wandten wir einen primären Strom von 10 Amp. an; der beim Oeffnen

dieses Stromes erzeugte Inductionsstrom gab Funken von 10 bis 12 cm Länge und in dem Galvanometer einen Ausschlag von 169 Scalentheilen.

Bei mehr als 80 verschiedenen Drucken wurde mit dieser Röhre beobachtet. Bei Spitzenstellung waren die Versuche sehr regelmässig, sodass mehrere hintereinander ausgeführte Unterbrechungen Ablenkungen ergaben, die nur ein oder zwei Theilstriche voneinander abwichen, während bei Flächenstellung die einzelnen Beobachtungen unter scheinbar ganz gleichen Umständen grössere Unterschiede zeigten und zuweilen plötzlich ohne ersichtlichen Grund die Ablenkung zunahm. Immerhin trat im ganzen Verlauf die Gesetzmässigkeit genau zu Tage, besonders wenn man das Mittel aus mehreren unmittelbar nacheinander beobachteten Ablenkungen nahm.

In der folgenden Tabelle sind eine Anzahl Beobachtungen zusammengestellt, die ein deutliches Bild über den Verlauf der Erscheinung geben können.

Druck in mm Quecksilber	Ablenkung in reduc. Scalentheilen bei Flächenstellung	bei Spitzenstellung
0,0002	26	5
0,0008	24	4
0,002	20	5
0,008	14	11
0,012	16	16
0,23	27	84
1,13	36	96
2,68	45	104
10	63	82
19	48	66
45	38	45
90	31	34
188	22	22
266	16	18
356	8	14
510	4	6
745	2	3

Hier zeigt sich zuerst — und zwar deutlich ausgesprochen bei der Flächenstellung und nur schwach angedeutet bei der Spitzenstellung — eine Abnahme der Ablenkung; dann nehmen aber wie bei der früheren Beobachtungsreihe bei beiden Stel-

lungen die Ablenkungen bis zu einem Maximum zu, das auch hier für die Spitzenstellung bei geringerem Druck erreicht wird als bei der Flächenstellung.

Das Ueberwiegen der Ablenkung für Flächenstellung bei niederen Drucken ist hier sehr deutlich ausgesprochen, und die Umkehrung der Ventilwirkung tritt erst ein, wenn der Druck auf 0,012 mm gestiegen ist. Weitere Umkehrungen bei höheren Drucken waren hier nicht zu erkennen; es kam nur bei 188 mm eine Stelle, wo für beide Stellungen der Ausschlag gleich war.

Dem Umstand, dass bei dieser Röhre die Ventilumkehrung erst bei etwas höherem Drucke eintrat, entsprach die Beobachtung mit dem Fluorescenzschirm, wonach die Fluorescenzwirkung auch erst bei höherem Druck aufhörte.

Bei einer zweiten Versuchsreihe mit der gleichen Röhre hatte der primäre Strom eine Stärke von 24 Amp.; dementsprechend waren die Ablenkungen durch den Inductionsstrom stärker; sie erreichten für die Flächenstellung ein Maximum von 190 bei 11 mm und für die Spitzenstellung ein Maximum von 257 bei 4 mm. Auch hier war bei niedrigem Druck das Ueberwiegen der Ablenkung für Flächenstellung sehr ausgesprochen, und die Umkehrung der Ventilwirkung trat noch etwas später bei 0,08 mm ein; eine entsprechende Verschiebung zeigte sich auch beim Ausbleiben der die Fluorescenz bewirkenden Strahlen.

Die Bestimmung des für diese Röhre nothwendigen Entladungspotentiales mit Hülfe einer parallel geschalteten Funkenstrecke führte in betreff der Umkehrung der Ventilwirkung zu einem entsprechenden Resultate: Wir fanden nämlich bei Anwendung eines primären Stromes von 20 Ampère und einer parallel geschalteten Funkenstrecke zwischen Messingkugeln von 19 mm Durchmesser für die Bestimmung der Entladungspotentiale folgende Zahlen:

Druck in mm Quecksilber	Grösse der Funkenstrecke in mm	
	bei Flächenstellung	bei Spitzenstellung
0,002	5,5	12,3
0,3	0,4	0,25

Bei der starken Verdünnung von 0,002 mm ist also, um mit Herrn Röntgen zu reden, die Röhre härter, wenn die

Spitze Anode ist, während bei schwächerer Verdünnung von 0,3 mm die Röhre eine grössere Härte zeigt, wenn die Fläche als Anode genommen wird.

Das Auftreten und Verschwinden der *X*-Strahlen haben wir für diese Röhre auch noch durch die Aufnahme von Photographien untersucht; in der Expositionszeit von 5 Minuten konnte mit einem Foucault'schen Quecksilberinterruptor bei einem Druck, der während des Durchgangs der Electricität von 0,0024 auf 0,04 mm stieg, ein deutliches Schattenbild erhalten werden, während bei dem höheren Druck von 0,05 mm nicht die geringste photographische Wirkung wahrzunehmen war; der Zusammenhang der Ventilumkehrung mit dem Auftreten und Verschwinden der *X*-Strahlen wird also durch diese Beobachtungen bestätigt.

Die für die verschiedenen Entladungsröhren von uns nachgewiesene Umkehrung der Ventilwirkung führt in Uebereinstimmung mit den Lichterscheinungen und der Einwirkung des magnetischen Feldes zu der Annahme, dass wir verschiedenartige Ausgleichungen der Electricität in den Entladungsröhren haben; bei mässiger Verdünnung findet eine Electricitätsleitung statt, welche beide Electroden verbindet; bei stärkerer Verdünnung verschwindet diese nach und nach, und dafür tritt eine Electricitätsausstrahlung auf, die nur von der Kathode ausgeht und sich durch die Entwickelung der *X*-Strahlen bemerklich macht. Der Punkt, wo die Ausstrahlung eintritt, ist bei verschiedenen Röhren nicht gleich und hängt von Umständen ab, die noch nicht genau ermittelt sind; ausser dem Abstand, der Form und der Substanz der Electroden und dem Stoffe des Gases hat nach unseren Erfahrungen auch die Form und Weite der Entladungsröhre einen bestimmenden Einfluss.

Die aus unseren Versuchen sich ergebende Thatsache, dass bei niedrigem Druck unter gleichen Verhältnissen mehr positive Electricität von Fläche zu Spitze als von Spitze zu Fläche geht, können wir in mehr anschaulicher Form auch so ausdrücken, dass die bei niedrigem Druck eintretende Ausstrahlung der negativen Electricität aus der Kathode leichter aus der Spitze als aus der Fläche von Statten geht.

Basel, Ende August 1897.

2. *Ueber die Beziehung zwischen Torsion und Magnetismus; von P. Drude.*

Die mannichfaltigen und interessanten Beziehungen zwischen den magnetischen Eigenschaften von Eisendrähten und ihren mechanischen Deformationen sind besonders von G. Wiedemann[1]) einer eingehenden Untersuchung unterzogen worden. Hinsichtlich der Interpretation dieser Versuche, insbesondere der Beziehungen der Torsion zum Magnetismus, befindet sich Wiedemann im Gegensatz zu Maxwell[2]) und Crystal.[3]) Ersterer zieht zur Erklärung eine Drehung der magnetisirten Molecüle bei der Torsion heran. Da sich Eisen und Nickel qualitativ entgegengesetzt verhalten, so schliesst Wiedemann, dass „unbedingt primär bei der Torsion eine entgegengesetzte Drehung der Molecüle beim Eisen, als beim Nickel, erfolgen muss". Um solches Verhalten zu verstehen, werden die Drehungen der Molecüle auf zwei nebeneinander hergehende Erscheinungen zurückgeführt: auf die Verschiebung der Längsfasern und die der Querschnitte der tordirten Drähte aneinander. Durch beide Verschiebungen werden die Molecüle in entgegengesetzter Richtung gedreht; beim Eisen soll nun die Reibung der Längsfasern, beim Nickel die der Querschnitte überwiegen.

Dagegen ziehen Maxwell und Crystal die Eigenschaft von Eisen und Nickel heran, dass sich ihre Magnetisirungsconstante durch mechanische Deformation verändert, dass sie z. B. bei Längsdilatation eines Eisendrahtes grösser wird in der Zugrichtung, beim Nickeldraht dagegen kleiner. Bei der Torsion treten nun stets rechtwinklig zu einander Dilatations- und Compressionsrichtungen auf, infolge dessen ist ein tordirter Eisendraht in magnetischer Hinsicht nicht mehr isotrop, sondern aeolotrop (nach W. Thomson'scher Bezeichnung), und auf

1) Für das folgende ist besonders die Arbeit: G. Wiedemann, Wied. Ann. 27. p. 376. 1886 wichtig.

2) Cl. Maxwell, Electr. u. Magn., deutsch v. Weinstein. 2. p. 109.

3) Crystal, Magnetism. Encyclop. Metropol. p. 270.

Grund dieser Aeolotropie werden die mannichfaltigen Beziehungen zwischen Torsion und Magnetismus erklärt.

Letztere Erklärungsweise scheint zunächst das Günstige vor der Wiedemann'schen voraus zu haben, dass die Verschiedenartigkeit im magnetischen Verhalten von Eisen und Nickel bei der Torsion zurückgeführt ist auf ihre Verschiedenartigkeit bei einer einfacheren und in ihren Wirkungen übersichtlicheren Deformation: der Längsdilatation. Indess ergiebt eine genauere Prüfung, dass die experimentelle Ermittelung des Verhaltens bei Längsdilatation allein noch nicht einen ausreichenden Schlüssel für die Eigenschaften des Eisens bei beliebigen Deformationen liefert. Nach der allgemeinsten, von Kirchhoff[1]) für die Magnetostriction gegebenen Theorie hängt nämlich die durch Deformation bewirkte Aenderung der Magnetisirungsconstanten eines isotropen Körpers von zwei Constanten ab. Bezeichnet man die Hauptdilatationen durch δ_1, δ_2, δ_3, ferner die Magnetisirungsconstanten (magnetischen Leitfähigkeiten) in den drei Hauptdilatationsrichtungen durch μ_1, μ_2, μ_3, so ist zu setzen:

$$(1) \qquad \begin{cases} \mu_1 = \mu - \mu'(\delta_1 + \delta_2 + \delta_3) - \mu''\delta_1, \\ \mu_2 = \mu - \mu'(\delta_1 + \delta_2 + \delta_3) - \mu''\delta_2, \\ \mu_3 = \mu - \mu'(\delta_1 + \delta_2 + \delta_3) - \mu''\delta_3. \end{cases}$$

Bei einseitigem Zuge eines Drahtes treten in jedem Volumenelement alle drei Dilatationen auf, und zwar ist im allmeinen $\delta_1 + \delta_2 + \delta_3$ von Null verschieden; dagegen ist bei der Torsion in jedem Volumenelement $\delta_1 + \delta_2 + \delta_3$ gleich Null. Man kann daher dem Satze Wiedemann's (l. c. p. 401): „die Wechselbeziehungen zwischen der Torsion und dem Magnetismus lassen sich nicht, wie Maxwell und Crystal aufstellten, allein durch eine Dehnung der tordirten Drähte erklären," zustimmen, ohne dass man den ganzen Standpunkt der Erklärung dieser Wechselbeziehungen durch magnetische Aeolotropie verwirft.

Vermuthlich wird von beiden Standpunkten aus erst eine völlig ausreichende Erklärung der Wiedemann'schen Experimente gegeben werden können. Besonders einfach sind die Fälle, bei denen ein ausgeglühtes, d. h. unmagnetisches Eisen-

1) G. Kirchhoff, Wied. Ann. 24. p. 52. 1885.

stück irgend einer mechanischen Deformation unterworfen wird und *dann* magnetisirenden Kräften. Mir scheint, dass die so auftretenden Anomalien auf Grund der magnetischen Aeolotropie zu berechnen sein werden. Wenn dagegen ein schon magnetisirtes Eisenstück deformirt, z. B. tordirt wird, so wird zweifellos die Lageänderung, z. B. Drehung, der durch die Magnetisirung orientirten Molecüle ebenfalls noch Einfluss auf die Erscheinungen gewinnen. In letzterer Weise hat Wiedemann die Experimente angestellt.

Ich konnte den Unterschied beider Fälle deutlich bei einer, von Wiedemann entdeckten[1]), sehr interessanten magnetischen Anomalie wahrnehmen, nämlich bei der Längsmagnetisirung eines tordirten Eisendrahtes durch einen in ihm fliessenden electrischen Strom. Ich benutzte den Originalapparat von Hrn. Wiedemann, wie er in Wied. Ann. 27. p. 382. 1886 beschrieben ist, nur mit der Modification, dass über die eventuell mit einem Strom zu versorgende Magnetisirungsspule s noch eine Inductionsspule geschoben war, deren Enden zu einem geeignet aufgestellten ballistischen Galvanometer führten. Der untersuchte Eisendraht liegt in der Axe dieser Spulen. Durch diese Inductionsspule wurde daher die Längsmagnetisirung des Eisendrahtes gemessen. Die Magnetisirungsspule s war im allgemeinen stromfrei und diente nur zu Aichungszwecken für das Galvanometer (vgl. weiter unten).

Wurde der Eisendraht ausgeglüht, sodann tordirt und nun ein Strom in ihn gesandt, so zeigte das Galvanometer einen kleineren Ausschlag, als wenn ein gleich starker Strom in den zunächst untordirten Draht gesandt wurde[2]) und derselbe nun bei Stromschluss um einen gleichen Winkel tordirt wurde. Selbst wenn der Strom vor der Ausführung der Torsion unterbrochen wurde und dann der Strom in den tordirten Draht eingeleitet wurde, war der Inductionsstrom im Verhältniss 17,5 : 13,5 grösser, als wenn der Strom, wie im ersten Falle, in den tordirten, völlig unmagnetischen Draht eingeleitet wurde.

---

1) G. Wiedemann, Berl. Ber. 1860; Pogg. Ann. **117.** p. 203. 1862.

2) Es entstand dann kein Ausschlag im Galvanometer, ein Beweis dafür, dass der Eisendraht durch Ausglühen alle permanenten Torsionen verloren hatte.

Also die remanente circulare Magnetisirung hat Complicationen bewirkt.

Stellt man sich auf den Standpunkt, dass die Längsmagnetisirung eines tordirten, ursprünglich völlig unmagnetischen Drahtes allein durch die Wirkung der magnetischen Aeolotropie zu berechnen sei, so hat man in dieser Erscheinung ein sehr bequemes und exactes Hülfsmittel zur Berechnung der Constanten μ'' im Formelsystem (1).

Es möge der Eisendraht vom Radius R in der Weise tordirt sein, dass die Linien grösster Dilatation rechtsgewundene Schraubenlinien bilden. Dieselben besitzen nach den Lehren der Elasticitätstheorie eine Steigung von 45°. Rechtwinklig zu ihnen verlaufen dann die Linien grösster Compression als linksgewundene Schrauben. Es möge ferner ein Volumenelement des Drahtes betrachtet werden, welches die Entfernung r von seiner centralen Axe besitzt. Wählt man dann als Hauptdilatationsaxen die Richtung grösster Dilatation (1), grösster Compression (2) und die auf beiden senkrechte Strecke r (3), so ist, falls ε den Torsionswinkel der Längeneinheit des Drahtes bedeutet:

$$\delta_1 = +\tfrac{1}{2}\varepsilon r, \quad \delta_2 = -\tfrac{1}{2}\varepsilon r, \quad \delta_3 = 0. \tag{2}$$

Nach den Formeln (1) ergiebt sich daher:

$$\mu_1 = \mu - \mu''\cdot\tfrac{1}{2}\varepsilon r, \quad \mu_2 = \mu + \mu''\cdot\tfrac{1}{2}\varepsilon r, \quad \mu_3 = \mu. \tag{3}$$

Durch einen im Drahte fliessenden Strom der Stärke i wird nun eine magnetische Kraft (Feldstärke)

$$\mathfrak{H} = \frac{2ir}{R^2} \tag{4}$$

hervorgebracht, und zwar liegt sie senkrecht zur Axe. Der Strom i fliesse so, dass $\mathfrak{H}$ eine positive Componente nach der Richtung (1) ergiebt. Diese ist dann $\mathfrak{H}:\sqrt{2}$, die Kraftliniendichte in dieser Richtung daher:

$$A_1 = \mu_1 \cdot \frac{\mathfrak{H}}{\sqrt{2}}.$$

Analog ist die Kraftliniendichte in der Richtung (2):

$$A_2 = -\mu_2 \cdot \frac{\mathfrak{H}}{\sqrt{2}}.$$

Da nun die Kraftliniendichte in Richtung der Axe des Drahtes ist:

$$A = \frac{A_1 + A_2}{\sqrt{2}},$$

wobei die positive Richtung von A mit der positiven Richtung des Stromes i zusammenfällt, so wird

$$A = \frac{\mathfrak{H}}{2}(\mu_1 - \mu_2) = -\frac{i\,r}{R^2}\cdot\mu''\varepsilon\,r. \tag{5}$$

Die Kraftlinienzahl, welche durch einen Kreisring der Breite dr hindurchtritt, ist daher

$$dN = 2\pi r\,dr\,A = -2\pi\frac{\mu''\varepsilon}{R^2}\,i\,r^3\,dr,$$

d. h. die Gesammtzahl der Kraftlinien, welche den Querschnitt des Drahtes schneiden und die den Strom in der Inductionsspule induciren:

$$N = -2\pi\frac{\mu''\varepsilon}{R^2}\,i\int_0^R r^3\,dr = -\frac{\pi}{2}\mu''\varepsilon\,i\,R^2. \tag{6}$$

Die Bestimmung der Magnetisirung des Drahtes ist deshalb so einfach, weil keine Grenzbedingungen berücksichtigt sind. An der Mantelfläche des Drahtes ist dies in der That nicht nöthig, da sie nicht von magnetischen Kraftlinien geschnitten wird, an den Endquerschnitten des Drahtes wären streng genommen Grenzbedingungen zu erfüllen. Diese kann man aber ausser Acht lassen unter der Voraussetzung, dass diese Enden sehr weit entfernt von den Enden der Inductionsspule liegen und der Draht überhaupt sehr lang in Bezug auf seinen Radius sei.

Wenn die Grösse μ'' von der Feldstärke merklich abhängt, so wäre μ'' als Function von r anzusehen. Es würde dann in N das Integral $\int\mu'' r^3\,dr$ auftreten.

Wir haben uns ferner eine Vereinfachung gestattet, die für genauere Berechnung jedenfalls zu corrigiren ist, deren Correctur aber hier im Interesse der Kürze unterbleiben muss: Der Eisendraht ist als ein ursprünglich isotroper Körper aufgefasst. In magnetischer Hinsicht trifft dies aber selbst nach dem Ausglühen nicht zu, denn nach Klemenčič[1]) ist selbst dann noch die magnetische Leitfähigkeit rings um die Axe kleiner, als in der Richtung derselben.

1) J. Klemenčič, Wied. Ann. **56**. p. 601. 1895.

In dem von mir angewandten Apparate konnte ich nun die Kraftlinienzahl N leicht durch Aichung mit Hülfe der Magnetisirungsspule s finden, indem in letztere (nach Entfernung des Eisendrahtes) ein bekannter Strom eingeleitet oder unterbrochen wurde und der Inductionsstoss gemessen wurde. Will man die Constante μ'' aus (6) finden, so kann man eine Stromstärkemessung auch ganz vermeiden, indem man die Aichung mit Hülfe der Magnetisirungsspule s mit demselben Strome i vornimmt, wie die eigentliche Beobachtung des Eisendrahtes. Die Messung von μ'' reducirt sich also auf Ausmessung von R, ε, und den geometrischen Verhältnissen der Spule s, eventuell noch auf eine relative Stromvergleichung.

Im Folgenden gebe ich die Zahlen des Versuches an, bei dem die Stromstärke i direct in einem Ampèremeter annähernd genau gemessen wurde. Auch die Ausmessung der Magnetisirungsspule s geschah nicht mit der grössten Sorgfalt, da Präcisionswerthe für μ'' weniger interessiren, als vielmehr seine Grössenordnung. Mit Hülfe der Spule s wurde constatirt, dass ein Scalentheilausschlag einer Kraftlinienzahl $N = 2{,}4$ entspricht. Ein Eisendraht von 52 cm Länge wurde nun um 90^0 gedreht. Daraus folgt $\varepsilon = 0{,}0302$. Der Durchmesser des Drahtes betrug $2R = 1{,}9$ mm. Bei $i = 1{,}9$ Amp. ergab sich als Mittel mehrerer Beobachtungen (bei denen auch der Torsionssinn geändert wurde) ein Ausschlag von 13,5 Scalentheilen, und zwar in dem Sinne, der einem in diesen Betrachtungen positiv genannten Kraftfluss N entspricht. Da dies 32,4 Kraftlinien entspricht, so folgt aus (6):

$$\mu'' = -400000.$$

Das negative Vorzeichen bedeutet nach (1), dass die magnetische Leitfähigkeit, falls keine Volumänderung eintrete, durch Dilatation in Richtung derselben grösser wird, als in undeformirtem Zustande. Bei einseitigem Zuge folgt, selbst wenn dabei irgend welche Volumänderungen eintreten, dass bei negativem μ'' die Leitfähigkeit in der Zugrichtung grösser ist, als senkrecht dagegen. Dies Resultat steht mit den Ergebnissen anderer Forscher im Einklang. — Die magnetische Leitfähigkeit μ des Drahtes in untordirtem Zustande ergab sich mit Hülfe der Magnetisirung durch die Spule s beiläufig zu etwa 2080 bei der Feldstärke von etwa 5.

Der bedeutende Werth von μ'' stimmt der Grössenordnung nach mit den Resultaten von Cantone[1]) überein, der bei einem langgestreckten Ellipsoid die Volumänderung und Längenänderung durch Magnetisirung maass. Es ergab sich nach ihm für die magnetische Susceptibilität k'' die Werthe — 92000 bis — 70000 in Feldstärken von 24 bis 56. Da μ'' gleich $4\pi k''$ ist, so würde $\mu'' = -1150000$ bis 870000 folgen. — Nach Cantone variirt also μ'' mit der Feldstärke. Bei den hier angestellten Versuchen mit $i = 1{,}9$ Amp. schwankt die Feldstärke von 0 bis 4 im Drahte.

Wenn demnach auch die Zahlen Cantone's für μ'' erheblich höher sind, als die hier gefundenen, so könnte die Differenz trotzdem durch Verschiedenheit der Eisensorten und vor allem durch die oben erwähnte magnetische Aeolotropie, die auch untordirte Eisendrähte besitzen, wohl erklärbar sein. Jedenfalls kann man aber wohl behaupten, dass man durch quantitative Verwerthung der von Wiedemann gefundenen Erscheinungen am bequemsten Aufschluss erhält über die eine der beiden Constanten, von denen die Magnetostriction abhängt.

Es ist bekannt, dass man aus der Aenderung der Magnetisirungsconstante eines Körpers durch Deformation in reciproker Weise berechnen kann die von selbst eintretende Deformation des Körpers durch Magnetisirung. Z. B. muss in dem hier benutzten Falle ein gleichzeitig längs- und circularmagnetisirter Eisendraht sich von selbst tordiren. Dies ist ja thatsächlich auch von G. Wiedemann beobachtet worden. Bei der exacten Berechnung dieser Erscheinung würde aber mehr, als bei dem bisher betrachteten Falle die von Wiedemann betonte Lageänderung (Drehung) der Moleculármagnete mit zu berücksichtigen sein und Complicationen bewirken, da solche wohl immer eintreten, wenn ein schon in undeformirtem Zustande magnetisirter Körper Deformationen erfährt.

1) Cantone, Mem. Acc. Linc. 1890.

3. *Ueber die Dampfspannung von Hydraten, welche beim Verwittern durchsichtig bleiben; von G. Tammann.*

Durch die Arbeiten von G. Wiedemann, A. K. Pareau, Debray, Isambert und Horstmann wurde erwiesen, dass der Dissociationsdruck eines Systems, aufgebaut aus zwei festen und einer gasförmigen Phase, nur von der Temperatur, nicht aber von den Mengen der einzelnen Phasen des Systems abhängt. Nun fordert die Phasenregel, dass im Zustande jenes, vollständigen, Gleichgewichts $n + 1$ Phasen vorhanden sind, wenn die Minimalzahl der zum Aufbau nothwendigen Molecülarten n beträgt. Dieser Forderung wird bei den Hydraten genügt, die Zahl der Molecülarten beträgt 2 und die der Phasen 3: Wasserdampf, festes Hydrat und wasserfreies Hydrat oder Hydrat mit weniger Wassermolecülen als das ursprüngliche.

Bei der Bildung der gasförmigen Phase tritt, ausgehend von einzelnen Punkten des Krystalls, Trübung ein, welche sich allmählich weiter verbreitet. Solch ein Krystall hat eine gewisse Aehnlichkeit mit einem Stapel, bestehend aus zwei Arten von Steinen, entfernt man aus demselben die eine Art, so stürzen die Steine der anderen zu ungeordneten Haufen zusammen. Es wären aber auch solche Anordnungen der Steine denkbar, die sich von der vorigen dadurch unterscheiden, dass beim Entfernen der einen Art Steine die Stabilität des Stapels nicht gestört wird. Dann würde beim Wasserverlust eine Trübung des Krystalles nicht stattfinden. Um das Bild zu vervollständigen, müssen wir annehmen, dass sich die einzelnen Steine in Bewegung befinden. Dann würde nach Entfernung eines Theiles der Steine einer Art eine neue Vertheilung der zurückbleibenden Steine derselben Art stattfinden, sodass die Zusammensetzung des Stapels an allen Stellen dieselbe wird.

Verliert ein Krystall einen Theil seines Wassers, nicht aber seine Durchsichtigkeit, so stellt er vom Standpunkte der Phasenregel betrachtet ein System dar, bestehend aus einer

festen und einer dampfförmigen Phase, ein solches kann sich bei der Zahl 2 der Molecülgattungen und der Zahl 2 der Phasen nicht im vollständigen Gleichgewicht befinden, sondern der Dampfdruck desselben muss von der Menge des aus der festen Phase abgeführten Wassers abhängen.

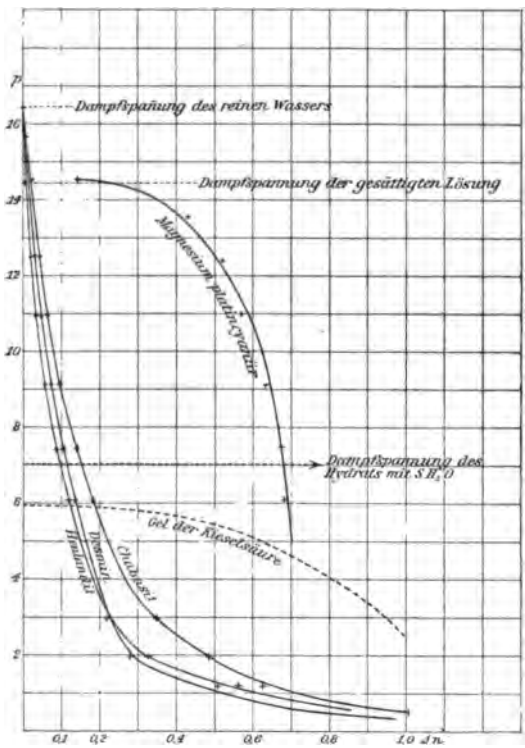
Stellt man den Dampfdruck eines bei der Verwitterung trüb werdenden und eines bei derselben klar bleibenden Salzhydrats in Abhängigkeit von der Menge Wasser in der festen Phase dar, so erhält man im ersten Fall eine der Zusammensetzungsaxe parallele gerade Linie, im zweiten Fall eine gekrümmte Linie.

Durch Mallard's[1]) Untersuchungen des Heulandit ist wohl zuerst die Aufmerksamkeit auf Krystalle, die bei Wasserverlusten klar bleiben, gelenkt worden. Er fand, dass sich im Heulandit beim Erhitzen der Winkel der optischen Axen ändert, und dass diese Aenderung, solange die Aufnahme des beim Erhitzen entwichenen Wassers vermieden wird, andauert. Dann haben W. Klein[2]) und F. Rinne[3]) eine Reihe von Zeolithen optisch genauer untersucht. Ein weiteres Beispiel solcher Krystalle wurde bei der Untersuchung der Löslichkeit des Magnesiumplatincyanürs[4]) in Abhängigkeit von der Temperatur gefunden. Diese Untersuchung gab die Anregung zu folgenden Bestimmungen.

Zur Messung der Dampfspannungen wurde das von van der Bemmelen[5]) benutzte Verfahren angewandt. In kleinen Glaseimerchen wurde die Substanz an den Stöpseln von gut schliessenden Flaschen über Schwefelsäurelösungen verschiedener Concentration gehängt und ab und zu gewogen, bis kein weiterer Gewichtsverlust eintrat, bis sich ein Gleichgewicht zwischen den Krystallen und der Schwefelsäurelösung hergestellt hatte, hierzu genügten 1—5 Tage. Die Flaschen wurden in einem mit Filz ausgeschlagenen Kasten bei möglichst constanter Temperatur zwischen 18—20° verwahrt. Da

1) Mallard, Bull. de la Societé mineralog. de France. **5.** p. 255. 1882.
2) W. Klein, Zeitschr. f. Krystallographie. **9.** p. 38. 1884.
3) F. Rinne, N. Jahrb. f. Mineralogie. **2.** p. 17. 1887.
4) v. Buxhövden u. G. Tammann, Zeitschr. f. anorgan. Chem. **15.** Heft 4. 1897.
5) van der Bemmelen, Zeitschr. f. anorgan. Chem. **13.** p. 233. 1896.

der Wassergehalt der Zeolithe von dem der Atmosphäre, in der sie sich befinden, abhängt, so muss dafür gesorgt werden, dass das Ausgangsmaterial einen bestimmten und einheitlichen Wassergehalt besitzt. Zu diesem Zweck wurden vor dem Abwägen der Substanz in den Eimerchen die erbsgrossen Krystalle des Chabasits 10 Tage über reinem Wasser aufbewahrt. Der Heulandit in Platten bis 2 mm Dicke und der Desmin in keulenförmigen Stücken wurden auf 5 Tage in reines Wasser gelegt, abgetrocknet und auf 20 Tage über 1 proc. Schwefelsäurelösung gestellt. Die absolute Menge jeder einzelnen Portion betrug 3—5 g, und da die Wägungen der schon längst ins Gleichgewicht gekommenen Proben zu verschiedenen Zeiten einen Gewichtsunterschied bis zu 1 mg ergaben, so beträgt der grösste Fehler der Wasserbestimmung 0,02 Proc. In der Tabelle (p. 19) sind die Gewichtsverluste in Procenten des Gewichts der mit Wasser vollständig gesättigten Zeolithe angegeben. Die Dampfspannungen der Schwefelsäurelösungen, deren Gehalt in Procenten des Gesammtgewichts der Lösung angegeben ist, wurden für 19° aus den Tafeln Regnault's[1]) interpolirt.



1) Landolt-Börnstein, Tabellen.

Gehalt der Schwefelsäurelösung in Proc. H_2SO_4		0	10,0	20,26	25,40	29,21	35,14	40,64	45,35	50,11	60,42	65,28	70,32	80,46	85,10
Dampfspannung derselben in mm: p		16,32	15,72	14,55	13,36	12,48	10,96	9,11	7,40	6,05	2,93	1,95	1,23	0,39	0,11
Gewichtsverlust in Proc. α in Gramm Molecülen Wasser bezogen auf 1 G.-Mol. des vollständig gewässerten Salzes: n															
beim Chabasit	α		0,02	0,11	0,13	0,18	0,26	0,38	0,51	0,68	1,27	1,80	2,35	3,83	4,16
	Δn		0,005	0,029	0,034	0,047	0,068	0,100	0,134	0,179	0,334	0,473	0,618	1,01	1,09
beim Desmin	α		0,02	0,08	0,10	0,10	0,15	0,20	0,34	0,42	0,68	0,88	1,61	1,82	
	Δn		0,006	0,026	0,032	0,032	0,048	0,064	0,109	0,140	0,218	0,282	0,515	0,582	
beim Heulandit	α		0,00	0,02	—	0,08	0,12	0,17	0,25	0,34	0,61	0,87	1,53	2,53	2,79
	Δn		—	0,007	—	0,030	0,044	0,063	0,092	0,126	0,226	0,322	0,566	0,936	1,033
beim Magnesiumplatincyanür $MgPtCy_4+7H_2O$	α		—	0,60	1,73	2,08	2,34	2,51	2,69	2,72	—	—	—	—	—
	Δn		—	0,15	0,43	0,52	0,58	0,63	0,67	0,68	—	—	—	—	—

Der Wassergehalt der mit Wasser gesättigten Zeolithe wurde durch Glühen bis zum constanten Gewicht bestimmt. Es fanden sich im Chabasit $(Ca,Na_2)O, Al_2O_3, 4SiO_2 + 6H_2O$ 22,69 Proc. Wasser; nach allen früheren Analysen schwankt der Wassergehalt von 23—18 Proc.[1]) Im Desmin, $CaO, Al_2O_3, 6SiO_2 + 6H_2O$, wurden 18,83 Proc. Wasser gefunden; wäre das untersuchte Mineral genau nach der Formel zusammengesetzt, so müssten sich 17,24 Proc. Wasser ergeben; gefunden wurden bei früheren Analysen 17—19 Proc.[1]) Im Heulandit, $CaO, Al_2O_3, 6SiO_2 + 5H_2O$, fanden sich 16,19 Proc. Wasser; der Formel entsprechen 14,79 Proc. und gefunden wurden bisher 14—17 Proc. Wasser.[1])

Umstehende graphische Darstellung der Dampfdrucke p nach dem Wasserverlust Δn der Hydrate ermöglicht einen schnellen Ueberblick. Für alle Curven, auch für die des Heulandits, der nur $5H_2O$, und des Magnesiumplatincyanürs, welches $7H_2O$ enthält, wurde derselbe Ausgangspunkt gewählt. Zieht man Δn von dem Wassergehalt des vollständig gewässerten Hydrates ab, so erhält man den Wassergehalt des Hydrates, dessen Dampfdruck p dem Werthe Δn entspricht. Ein Theilstrich der Abscissenaxe entspricht 0,1 Grammmolecül Wasser, ein Theilstrich der Ordinatenaxe 1 mm Dampfdruck.

Bei den 3 Zeolithen folgen anfänglich die Dampfspannungscurven in der Reihenfolge des relativen Wassergehaltes, späterhin tritt bei den Curven des Heulandits und Desmins ein Schnittpunkt auf. Ob die Dampfspannung der vollständig gewässerten Zeolithe mit der des reinen Wassers, oder was praktisch dasselbe ist mit der ihrer gesättigten Lösung zusammenfällt, konnte hier durch den Versuch nicht entschieden werden, weil gegenüber der Genauigkeit dieser Bestimmungen anfänglich dp/dn zu gross ist. Ueber diese Frage giebt die Untersuchung des Magnesiumplatincyanürs Aufschluss. Die Dampfspannung der bei 19° gesättigten Lösung des Magnesiumplatincyanürs ist gleich der einer 19 proc. Schwefelsäurelösung, beträgt also 14,40 mm. Die Zusammensetzung dieser Lösung ist $MgPtCy_4 + 37{,}2\ H_2O$. Ueber einer 20,26 Proc. Schwefelsäurelösung befindet sich ein Krystall von der Zu-

1) Hintze, Handbuch der Mineralogie. 1897.

sammensetzung $MgPtCy_4 + 6{,}85\ H_2O$ im Gleichgewicht, über verdünnteren Lösungen zerfliesst derselbe, über concentrirteren verliert er Wasser. Die unter der gesättigten Lösung des Magnesiumplatincyanürs befindlichen Krystalle besitzen also die Dampfspannung der gesättigten Lösung. Ein solcher Fall war bisher nicht bekannt. Bei Temperaturen, bei welchen die tiefrothen Krystalle des Magnesiumplatincyanürs mit $7-6\ H_2O$ beständig sind, endet die Dampfspannungscurve der wässerigen Lösung in ihrem Sättigungspunkte gerade auf der Druckhöhe, auf welcher die der Krystalle, welche mit der betreffenden gesättigten Lösung im Gleichgewicht sind, beginnt. In unserem Diagramm konnte die Dampfspannungscurve der wässerigen Lösung nicht angedeutet werden, dieselbe endet links weit ausserhalb des Diagramms. Beim Eindampfen der verdünnten wässerigen Lösung des Magnesiumplatincyanürs ändert sich der Dampfdruck continuirlich, bleibt beim Sättigungspunkte bis zum Verschwinden der gesättigten Lösung constant und nimmt dann von diesem Werth wieder continuirlich ab, bis der Druck auf 7 mm gesunken ist. Hier treten auf den tiefrothen Krystallen mit grüner Oberflächenfarbe gelbe Flecken auf und der Druck bleibt während des Verlustes des Wassers von 6,25—5 Molecülen Wasser constant 7 mm. Sinkt dann der Druck auf 3 mm, so gehen die folgenden 3 Molecüle fort, und es restirt ein weisses Hydrat, dessen Dampfspannung nicht eruirt wurde. Das wasserfreie Salz ist orangegelb.

Das stabile Gebiet der prachtvoll rothen Krystalle reicht bei 19° von der Zusammensetzung $MgPtCy_4 + 6{,}8\ H_2O$ und vom Druck 15,7 mm bis zur Zusammensetzung $MgPtCy_4 + 6{,}25$ und dem Druck 7 mm. Krystalle von höherem Wassergehalt lassen sich auch realisiren, doch weder über Wasser noch Schwefelsäure-Lösungen aufbewahren. Krystalle von kleinerem Gehalt als 6,25 lassen sich auch einige Tage bei Drucken unter 7 mm halten, zerfallen aber dann in Wasser und das Hydrat mit $5\,H_2O$.

Ist die Dampfspannung der rothen durchsichtigen Krystalle, die mehr als $6\,H_2O$ enthalten, unter 7 mm gesunken, so wird, wenn diese mit dem Hydrate von $5\,H_2O$ zusammengebracht werden, Destillation von wasserärmerem zu wasser-

reicherem Hydrat stattfinden. Eine ähnliche Erscheinung hat van der Bemmelen[1]) bei dem Gel der Kieselsäure gefunden, bei welchem diese paradoxe Erscheinung durch die Nichtumkehrbarkeit der Processe der Wasserentziehung und -zufuhr bedingt ist, hier sind dieselben umkehrbar ohne Umweg. Dasselbe gilt für die Zeolithe. Chabasit nimmt nach Lemberg, nachdem er mehrere Monate zum Theil entwässert erhalten wurde, alles Wasser wieder auf. Von der Umkehrbarkeit der Wässerung und Entwässerung habe ich mich mehrfach überzeugt.

Wie man aus dem Diagramm ersieht, ist die Krümmung der Dampfspannungscurven beim Magnesiumplatincyanür und dem Gel der Kieselsäure (gezeichnet nach van der Bemmelen von 1,5—0,5 H_2O) entgegengesetzt derjenigen der Dampfdruckcurven der Zeolithe.

Stoffe, welche Dampfspannungscurven vom Typus des Kieselsäuregels besitzen, sind weit verbreitet, zu ihnen gehören aller Wahrscheinlichkeit nach die Seifen, Hölzer, viele Eiweissstoffe, Leim etc. und vor allen Dingen die Ackererde, in der zeolithähnliche Verbindungen vorkommen.

Nach langem Suchen glaube ich in den Zeolithen ein geeignetes Material zur Anfertigung semipermeabler Zellwände gefunden zu haben. Bekanntlich sind die Niederschlagsmembranen, auch nach ihrer Auflagerung auf Thon, so wenig resistent, dass es schwer gelingt, mit ihrer Hülfe Messungen des osmotischen Druckes anzustellen. In den Zeolithen dagegen besitzen wir ein resistentes Material, welches für Wasser, wenn auch nicht sehr erheblich, so doch permeabel ist, und welches die für solche Wände nothwendige Eigenschaft besitzt, dass es in Berührung mit Lösungen beliebiger Concentration die Dampfspannung derselben annimmt.

1) van der Bemmelen, Zeitschr. f. anorg. Chem. **13.** p. 269. 1896.

4. *Ueber das Verhalten des Eisens in Bezug auf das Gesetz von Wiedemann und Franz; von F. A. Schulze.*

1. Der von Wiedemann und Franz[1]) im Jahre 1853 aufgestellte Satz, nach welchem der Quotient

$$\frac{\text{Wärmeleitfähigkeit}}{\text{Electrische Leitfähigkeit}} = \frac{k}{\varkappa}$$

für die verschiedenen Metalle nahezu denselben Werth besitzen soll, ist seither mehrfach Gegenstand der Untersuchung gewesen.

F. Neumann[2]) fand angenäherte Proportionalität der beiden Leitfähigkeiten. Kirchhoff und Hansemann[3]) fanden $k/\varkappa$ annähernd constant für Blei, Zink, Zinn, Kupfer, im Mittel $1{,}606 . 10^3$; der grösste und kleinste Werth weichen dabei, in Procenten der grössten Zahl ausgedrückt, um 5,7 Proc. voneinander ab. Für Eisen hingegen erhielten sie erheblich grössere Werthe, nämlich für

Puddelstahl d. Dortm. Union mit 0,129 % Kohle u. 0,08 % Si: $\frac{k}{\varkappa} = 1{,}96 . 10^3$

Bessemerstahl „ „ „ 0,519 „ „ „ 0,343 „ Si: $\frac{k}{\varkappa} = 2{,}23 . 10^3$

Puddelstahl „ „ „ 0,254 „ „ „ 0,077 „ Si: $\frac{k}{\varkappa} = 1{,}97 . 10^3$

Die Behauptung von H. F. Weber[4]), der genannte Quotient sei eine lineare Function des Productes aus der Dichtigkeit und der specifischen Wärme, fanden sie nicht bestätigt. Es kommen hier ferner die Bestimmungen von L. Lorentz[5]) in Betracht, nach welchen jener Quotient für

1) Wiedemann und Franz, Pogg. Ann. **89.** p. 531. 1853.

2) F. Neumann, Ann. de Chimie et de Physique. **66.** (3) p. 183. 1862.

3) Kirchhoff und Hansemann, Wied. Ann. **13.** p. 406—422. 1881. Die dort angegebenen Werthe sind hier auf C. G. S.-System umgerechnet.

4) H. F. Weber, Monatsber. d. Berl. Ak. d. Wiss. p. 457. 1880.

5) L. Lorentz, Wied. Ann. **13.** p. 422 u. 582. 1881.

die besser leitenden Metalle mit grosser Annäherung constant ist, hingegen für die schlecht leitenden mit abnehmender electrischer Leitfähigkeit zunimmt. Eisen zeigt auch nach diesen Untersuchungen insofern eine Ausnahmestellung, als zwar der Werth von $k_0/\varkappa_0$, wo k_0 die thermische, $\varkappa_0$ die electrische Leitfähigkeit bei 0° bezeichnet, von dem für die anderen Metalle gefundenen Werth nicht wesentlich abweicht, wohl aber der Quotient $k_{100}/\varkappa_{100} : k_0/\varkappa_0$, wo sich k_{100}, $\varkappa_{100}$ auf 100° beziehen. Derselbe beträgt für Eisen 1,530, für die übrigen untersuchten Metalle im Maximum 1,428, im Durchschnitt 1,349. F. Kohlrausch[1]) fand das Gesetz von Wiedemann und Franz für harten und weichen Stahl bestätigt. Die von ihm gefundenen Werthe sind:

	k	$\varkappa . 10^5$	$\frac{k}{\varkappa} . 10^{-3}$
Harter Stahl	0,062	3,51	1,78
Weicher Stahl	0,111	5,85	1,88

Berget[2]) sprach auf Grund seiner Untersuchungen die Vermuthung aus, dass der Quotient $k/\varkappa$ eine absolute Constante sei; er erhielt Werthe zwischen $1{,}6 . 10^3$ und $1{,}8 . 10^3$.

2. Aus den vorliegenden Untersuchungen geht hervor, dass das Eisen in Bezug auf das Gesetz von Wiedemann und Franz eine Ausnahmestellung einnimmt. Im Folgenden sollen einige Versuche mitgetheilt werden, die zur Ermittelung des Quotienten $k/\varkappa$ an sechs Eisenstäben ausgeführt sind, die kurz mit I, II, ... VI bezeichnet werden mögen. I bis V waren von der Firma Siemens & Halske übersandt worden. Die Härtungsprobe, auf die mich Hr. Prof. Mylius freundlichst aufmerksam machte, ergab, dass II, III, V Stahl, IV Schmiedeeisen wär. I, bei dem die Härtungsprobe keine deutliche Charakterisirung ergab, erwies sich seinem magnetischen Verhalten nach mit grosser Wahrscheinlichkeit als Gusseisen. VI war Manganstahl (von Jonas & Coler) mit 10 Proc. Mangan.

1) F. Kohlrausch, Wied. Ann. **33.** p. 678. 1888; die Werthe sind auf das C. G. S.-System umgerechnet.

2) Berget, Journ. de Physique. (2). **9.** p. 135—138. 1890.

3. Die electrische Leitfähigkeit wurde nach der von Hockin und Matthiessen benutzten Methode gemessen. Zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit wurde eine an anderer Stelle ausführlich zu beschreibende Methode benutzt, deren Gang hier kurz skizzirt werden möge. Die eine Endfläche des zu untersuchenden Stabes, der auf Zimmertemperatur gehalten ist, wird von einem bestimmten Zeitpunkt an mit einem starken Wasserstrahl bespritzt, welcher ϑ_1 Grad wärmer ist als der Stab. In einer Entfernung von 5 cm von der bespritzten Endfläche befindet sich in einer feinen Durchbohrung des Stabes ein Thermoelement; es wird die Zeit gemessen, die von dem Aufspritzen des Wassers auf die Endfläche bis zum Beginn des Ausschlagens eines in den Kreis des Thermoelementes eingeschalteten Galvanometers verstreicht. Nachdem der Stab wieder Zimmertemperatur angenommen hat, wird ebenso die Zeit t_2 für den Fall, dass die Temperatur des anspritzenden Wassers ϑ_2 Grad höher ist als die Zimmertemperatur, gemessen.

Aus $\vartheta_1, \vartheta_2, t_1, t_2$ lässt sich die Temperaturleitungsconstante $k/c\varrho$ berechnen, wo k die Wärmeleitungsfähigkeit, ϱ die Dichtigkeit, c die specifische Wärme der Substanz ist. Die specifische Wärme wurde mit dem Eiscalorimeter von Bunsen in der von Schuller und Wartha[1]) angegebenen Modification gemessen.

4. Die so erhaltenen Werthe sind in der folgenden Tabelle, im C. G. S.-System ausgedrückt, zusammengestellt; sie gelten sämmtlich für Zimmertemperatur.

Nr.	$\varkappa \cdot 10^5$	c	ϱ	$\frac{k}{c\varrho}$	k	$\frac{k}{\varkappa}$
I	1,314	0,1073	7,179	0,1197	0,0922	7017
II	6,270	0,1072	7,688	0,1720	0,1417	2260
III	4,853	0,1077	7,517	0,1389	0,1125	2318
IV	8,095	0,1089	7,677	0,1826	0,1526	1885
V	4,654	0,1079	7,156	0,1458	0,1118	2402
VI	2,205	0,1199	6,969	0,0371	0,0310[2])	1406

1) Schuller u. Wartha, Wied. Ann. **2.** p. 360. 1877.

2) Nach Mitchell, Trans. Roy. Soc. Edinb. **35.** p. 947. 1890 ist auf das C. G. S.-System umgerechnet, für Manganstahl mit 9,89 Proc. Mangan bei 0° $k = 0{,}03280$, bei 100° $k = 0{,}04632$.

Die Werthe für k schwanken bei den Stäben I—V zwischen den Grenzen 0,0922 und 0,1526.[1]) $k/\varkappa$ erweist sich also bei den untersuchten Eisensorten als ziemlich veränderlich.

Eine abnorme Abweichung zeigt Nr. I.

5. Es mögen diese Werthe mit den sonst angegebenen zusammengestellt werden.

Nr.	$\varkappa \cdot 10^5$	$\frac{k}{\varkappa} \cdot 10^{-3}$	Beobachter
1	1,314	7,017	S.
2	4,316	2,230	K. u. H.
3	4,654	2,408	S.
4	4,853	2,310	S.
5	6,270	2,260	S.
6	6,983	1,97	K. u. H.
7	7,231	1,96	K. u. H.
8	8,095	1,885	S.
9	9,41	1,7	Berget
10	10,37	1,605	L. Lorentz
	Ferner		
Manganstahl 11	2,205	1,406	S.
Harter Stahl 12	3,51	1,78	F. Kohlrausch
Weicher Stahl 13	5,85	1,88	F. Kohlrausch

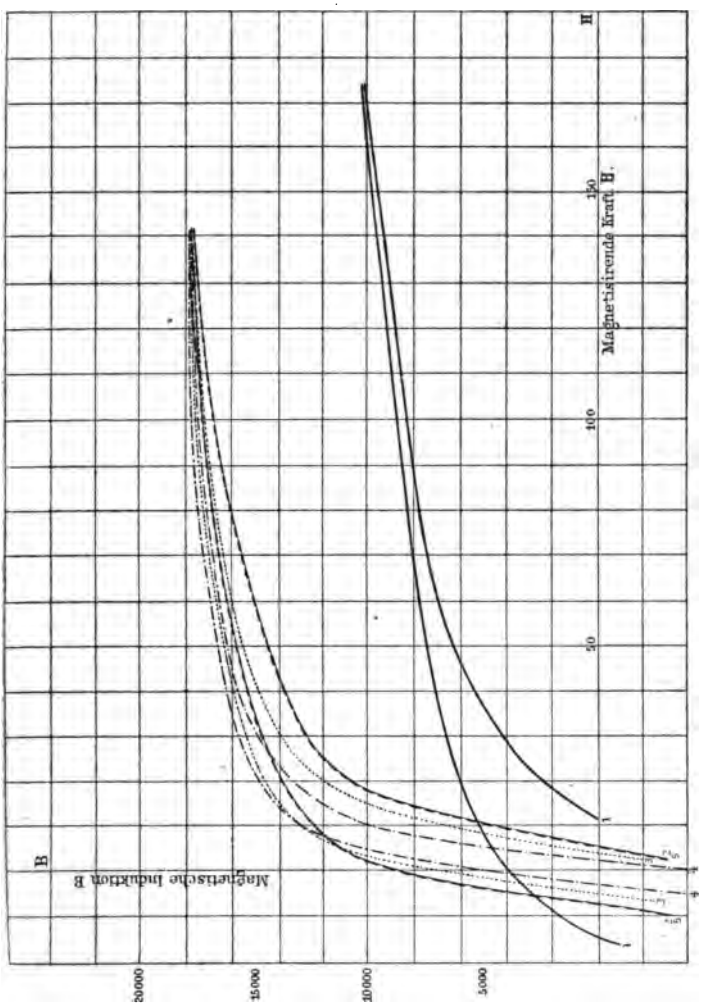
Nach der Nr. 1—10 enthaltenden Tabelle nimmt bei Eisen im allgemeinen $k/\varkappa$ mit steigender electrischer Leitfähigkeit ab; doch fügt sich Nr. 2 nicht in diese Regel ein.

6. Kirchhoff und Hansemann fanden, dass die Coercitivkraft derjenigen beiden Eisenstäbe, für welche der Quotient $k/\varkappa$ fast den gleichen Werth hatte, die gleiche war, bei dem dritten Eisenstab hingegen viel bedeutender. Diese Bemerkung veranlasste mich, die Stäbe I—V auch auf ihr magnetisches Verhalten zu prüfen, und zwar wurden ihre Hysteresiscurven im Köpsel'schen Apparat[2]) aufgenommen. Es geschah dies

1) W. Beglinger, der kürzlich das Wärmeleitungsvermögen von 52 Eisensorten untersucht hat, findet k zwischen den Grenzen 0,093 und 0,158. Inaug.-Diss. Zürich 1896.

2) Köpsel, Verh. d. Phys. Gesellsch. zu Berlin, 2. März 1894.

in der Physikalisch-technischen Reichsanstalt zu Charlottenburg. Es ist mir eine angenehme Pflicht, an dieser Stelle Hrn. Präsidenten F. Kohlrausch, sowie Hrn. Director Hagen und



Hrn. Dr. Schmidt für das freundliche Entgegenkommen, das mir hierbei zu Theil wurde, meinen verbindlichsten Dank auszusprechen. Die erhaltenen Hysteresiscurven sind in der Figur abgebildet, und zwar für den halben Magnetisirungsprocess.

Die Curven für II und V fallen so nahe zusammen, dass sie ohne Störung der Uebersichtlichkeit nicht getrennt gezeichnet werden konnten. Wie die erhaltenen Curven zeigen, weicht Stab I in seinem magnetischen Verhalten von den vier anderen Eisenstäben erheblich ab, indem er nur etwa halb so grosse Magnetisirbarkeit und remanenten Magnetismus, aber ungefähr die doppelte Coercitivkraft besitzt. In Bezug auf Stab I besteht also dieselbe Eigenthümlichkeit, wie bei den von Kirchhoff und Hansemann untersuchten Eisenstäben.

Im allgemeinen kann man aber nicht sagen, dass der Quotient $k/\varkappa$ mit der Coercitivkraft wächst, wie folgende Tabelle zeigt.

	I	V	III	II	IV
$\frac{k}{\varkappa}$	7017	2402	2310	2260	1885
Coercitivkraft	12,55	5,0	3,8	5,5	2,5

Es erübrigt mir noch, Hrn. Prof. Warburg für das rege, der vorliegenden Arbeit dargebrachte Interesse und die vielfältige thatkräftige Unterstützung meinen wärmsten Dank abzustatten.

Berlin, Physikalisches Institut.

5. *Zur Theorie der galvanischen Polarisation; von A. Oberbeck.*

In einer experimentellen Untersuchung über Polarisation und Widerstand einer galvanischen Zelle[1]) kommt F. Streintz zu dem Resultat, dass *„die Bestimmung der galvanischen Polarisation im ursprünglichen Stromkreis ein Ding der Unmöglichkeit ist."*[2]) Von diesem Urtheil werden auch diejenigen Methoden, bei denen Wechselströme angewandt werden, nicht ausgenommen.[3]) Andererseits hat sich derselbe Physiker früher dahin ausgesprochen, dass *„man von einer Wippenmethode von vornherein keine zu irgend welchen Schlüssen geeigneten Werthe erwarten könnte.*[4])

Hiernach wäre also alle auf diesen Gegenstand verwandte Mühe vergeblich und würde es auch in Zukunft sein.

Inwieweit ist nun dieses vernichtende Urtheil gerechtfertigt?

Zunächst glaube ich, dass man die beiden Grenzfälle der Polarisation davon ausnehmen darf: die *Polarisation* durch sehr *starke* und durch sehr *schwache Ströme.*

Im ersten Falle erreicht die Polarisation einen oberen Grenzwerth, welchem man experimentell sehr nahe kommen kann und wirklich nahe gekommen ist. Ausser älteren Arbeiten[5]) möchte ich hierfür eine Untersuchung von E. Vogel[6]) über die galvanische Polarisation von Nickel, Cobalt und Eisen anführen, durch welche mir die Existenz eines Polarisationsmaximums für die genannten Metalle sowie für Platin unzweifelhaft dargethan zu sein scheint.

---

1) F. Streintz, Sitzungsber. d. k. k. Akad. d. Wiss. zu Wien. **104.** IIa. p. 834—855. 1895.

2) l. c. p. 855.

3) l. c. p. 847.

4) F. Streintz, Wied. Ann. **32.** p. 127. 1887.

5) G. Wiedemann, Die Lehre von der Electricität, **2.** p. 692 ff. 1894.

6) E. Vogel. Dissertation Greifswald 1895; Wied. Ann. **55.** p. 610—622. 1895.

Wird andererseits ein sehr schwacher Strom durch eine electrolytische Zelle geleitet, so erreicht die Polarisation in sehr kurzer Zeit nahezu die Höhe der primären, electromotorischen Kraft, sodass wir es mit einem Ladungsstrome zu thun haben, durch dessen Messung man die Capacität der Zelle erhalten kann. Wendet man in diesem Falle Wechselströme an, so kann man ebenfalls die Capacität der Zelle bestimmen; jedoch muss man darauf Rücksicht nehmen, dass dann der Widerstand der Zelle eine scheinbare Vergrösserung erfährt.[1])

Eine derartige Capacitätsbestimmung ist aber nichts anderes als eine Messung der Polarisation.

Für mittlere Polarisationen, besonders in dem Falle, wo die polarisirenden Kräfte zeitlich veränderlich sind, wird man allerdings zugeben müssen, dass eine eingehendere Erklärung derselben noch nicht gegeben werden kann. Hiernach dürfte es zur Zeit hauptsächlich auf eine Ausarbeitung der theoretischen Vorstellungen ankommen.

Die folgenden Bemerkungen enthalten einen Versuch einer solchen Weiterführung der Theorie der Polarisation. Dieselben sind durch eine Untersuchung von O. Wiedeburg[2]) angeregt und führen zu denselben Resultaten, welche der genannte Physiker auf einem anderen Wege abgeleitet hat.

Ich gehe dabei von den oben erwähnten Grenzfällen aus und lege die folgenden Annahmen zu Grunde.

1. Bei Anwendung schwacher, polarisirender Kräfte verhält sich eine electrolytische Zelle wie ein Condensator (genauer wie zwei hintereinander geschaltete Condensatoren).

2. Bei stärkeren Kräften ist diese Vorstellung nur noch annähernd richtig. Jedenfalls ist die Capacität des Condensators als Function der eintretenden Polarisation anzusehen. Sie wächst mit derselben.[3])

3. Die Capacität wird unendlich gross, wenn ein oberer Grenzwerth der polarisirenden Kraft erreicht ist. Derselbe fällt mit dem Polarisationsmaximum zusammen. Die polari-

1) M. Wien, Wied. Ann. **58.** p. 37—72. 1896.

2) O. Wiedeburg. Habilitationsschrift Leipzig 1893; Wied. Ann. **55.** p. 302—345. 1894.

3) Vergl. A. Oberbeck, Wied. Ann. **19.** p. 647. 1883.

sirte Zelle wirkt von dort an, wie eine constante, dem primären Strom entgegen gerichtete Kette.

4. Neben diesen directen Wirkungen des polarisirenden Stromes verläuft eine Erscheinung, welche als freiwillige Depolarisation bezeichnet wird und welche darin besteht, dass ein Theil der polarisirend wirkenden Ionen mit der Zeit unwirksam wird. Leider kennen wir die Einzelheiten dieses Vorganges noch wenig. Die einzelnen Metalle unterscheiden sich jedenfalls in dieser Beziehung sehr erheblich voneinander. Ich brauche dabei nur an Aluminium und Nickel auf der einen, Platin und Silber auf der anderen Seite zu erinnern. Man hat früher dieser Erscheinung eine zu geringe Bedeutung zugeschrieben und besonders angenommen, dass sie bei Wechselströmen vernachlässigt werden könnte. Dies scheint in den meisten Fällen aber nicht erlaubt zu sein.

Sehen wir zunächst von dieser freiwilligen Depolarisation ab, so gestalten sich die Gleichungen für die Polarisation auf Grund der angeführten Annahmen sehr einfach.

Unter allen Umständen gilt die Gleichung:

$$w\,i = E - p$$

nach dem Ohm'schen Gesetz.

Ferner erfüllen wir die specielle Annahme 1. durch die Gleichung:

$$c\frac{dp}{dt} = i$$

worin c die constante Capacität der Zelle bedeutet.

Der allgemeineren Annahme 2. entsprechend soll aber diese Capacität mit der Polarisation zunehmen.

An Stelle von c ist also zu setzen: $c/f(p)$, wo die Funktion f so beschaffen sein muss, dass sie $p = 0$ 1 ist und für einen endlichen Werth: $p = P$, Null wird.

Demnach ist zu setzen:

$$\frac{c}{f(p)}\,\frac{dp}{dt} = i.$$

Versuchsweise kann man

$$f(p) = 1 - \frac{p}{P}$$

annehmen.

Dann gelten also die beiden Gleichungen:

$$wi = E - p, \tag{1}$$

$$c\frac{dp}{dt} = \left(1 - \frac{p}{P}\right)i. \tag{2}$$

Man übersieht aus denselben, dass nach Schluss einer constanten Kette die Polarisation in *zwei* Fällen constant wird ($dp/dt = 0$).

Der erste Fall tritt ein, wenn E kleiner als P ist. Dann ist:

$$p = E, \quad i = 0.$$

Im zweiten Falle, wenn E grösser als P ist, so ist:

$$i = \frac{E - P}{w}, \quad p = P.$$

Berücksichtigt man die freiwillige Depolarisation — was jedenfalls immer geschehen muss —, so ist in der Gleichung (2) ein Glied hinzuzufügen, welches einer Abnahme der bestehenden Polarisation entspricht, wenn der polarisirende Strom unterbrochen wird. Hierfür ist in vielen Fällen die Theorie der Diffusion heranzuziehen. Ich will mich in dieser kurzen Skizze an eine Annahme Wiedeburg's halten, welche häufig mit einiger Annäherung zutreffen wird, an die Annahme, dass die Abnahme der Polarisation der vorhandenen Polarisation proportional ist.

Dann erhält man das Gleichungssystem:

$$wi = E - p, \tag{3}$$

$$c\frac{dp}{dt} = \left(1 - \frac{p}{P}\right)i - \varkappa p\,.^{1}) \tag{4}$$

Dass diese Gleichungen durch eine Reihe experimenteller Untersuchungen bestätigt werden, hat Wiedeburg in der angeführten Abhandlung gezeigt. Ich erwähne hier nur die folgenden beiden Beispiele.

1. Die Polarisation durch einen Strom von hoher, electromotorischer Kraft kann als Function der Stromstärke durch die Formel:

$$p = \frac{Pi}{i + \varkappa}$$

1) Vgl. O. Wiedeburg. Wied. Ann. 55. p. 322. 1894.

ausgedrückt werden. Man nähert sich also durch Steigerung der Stromstärke dem Polarisationsmaximum asymptotisch. In manchen Fällen kommt man demselben sehr nahe; in anderen, besonders bei Benutzung kleiner Electroden, treten Hindernisse ein (z. B. die starke Erwärmung der Flüssigkeit), sodass man den Grenzwerth praktisch nicht erreichen kann.

2. Die Depolarisation nach Entfernung der primären Kette erfolgt in vielen Fällen, sowohl im offenen, als im geschlossenen Stromkreis nach den angeführten Formeln.

Ferner will ich selbst noch folgendes hinzufügen.

1. Bei Anwendung der obigen Gleichungen auf sehr schwache Polarisation, wobei p/P gegen 1 zu vernachlässigen ist, ergiebt sich für die Stromstärke, wenn der Stromkreis im Augenblick $t = 0$ geschlossen wird:

$$i = i_1 + i_2 = \frac{E}{1 + w\varkappa} e^{-\alpha t} + \frac{E\varkappa}{1 + w\varkappa},$$

wo

$$\alpha = \frac{1 + w\varkappa}{w c} \text{ ist.}$$

Die Stromstärke besteht also aus einem schnell ablaufenden Stromstoss (i_1) und aus einem constanten Reststrom (i_2). Ersterer giebt den Gesammtstrom:

$$J = \int_0^\infty i_1 \, dt = \frac{c E}{(1 + w\varkappa)^2}.$$

Hierdurch wird die Auffassung dieser Erscheinung, welche R. Krüger[1]) seiner experimentellen Untersuchung zu Grunde gelegt hat, bestätigt. Es zeigt sich allerdings, dass an den nach der Formel $c = E/J$ berechneten Capacitäten eine Correction anzubringen wäre.

2. Die obigen Gleichungen, auf die Versuche von M. Wien angewandt, zeigen, dass man den Vorgang so aufzufassen hat, als ob der Widerstand der polarisirten Zelle eine scheinbare Vergrösserung erfahren hat.

Allerdings stimmen dieselben nicht mit den weiteren Einzelheiten seiner Versuchsergebnisse überein, sodass die Be-

1) R. Krüger, Untersuchungen über die Capacität von Metallplatten in Salzlösungen. Dissertation Greifswald, 1889; G. Wiedemann, Lehre von der Electricität, 2. p. 790. 1894.

rücksichtigung der freiwilligen Depolarisation hierbei wohl noch in etwas anderer Weise stattfinden muss.

3. Die Gleichungen (3) und (4) erklären die Versuchsergebnisse von F. Streintz, aus denen er die Verurtheilung aller Untersuchungen über Polarisation im geschlossenen Stromkreis herleitet, vollständig.

Streintz schickt durch eine Zelle, welche mehr oder weniger stark durch einen constanten Strom polarisirt wird, einen Inductionsstrom, dessen Gesammtintensität gemessen wird. Hierauf wird nach Ausschaltung der Zelle ein Strom von gleicher electromotorischer Kraft durch denselben Stromkreis gesandt und soviel Widerstand eingeschaltet, dass die Intensität dieselbe ist, wie zuvor.

Dabei zeigt sich, dass im Falle einer schwachen Polarisation der Zelle der Ersatzwiderstand sehr gross ist, mit der Polarisation abnimmt, bei starker Polarisation constant wird und vermuthlich dem wahren Widerstand der Zelle gleichkommt.

Auf diesen Versuch wollen wir die oben entwickelte Theorie anwenden.

Zu diesem Zwecke werden die Gleichungen (3) und (4) mit dt multiplicirt und zwischen den Grenzen Null und ϑ integrirt. Dies giebt:

$$w\int_0^\vartheta i\,dt = \int_0^\vartheta E\,dt - \int_0^\vartheta p\,dt$$

$$c\int_0^\vartheta \frac{dp}{dt}\,dt = \int_0^\vartheta \left(1 - \frac{p}{P}\right) i\,dt - \varkappa\int_0^\vartheta p\,dt.$$

Nach der Zeit ϑ möge der Inductionsstoss vollständig verlaufen sein.

Eine dauernde Aenderung des Polarisationszustandes sei nicht eingetreten. Also ist:

$$\int_0^\vartheta \frac{dp}{dt}\,dt = 0.$$

Den ganzen, am Galvanometer gemessenen Inductionsstrom bezeichnen wir mit

$$J = \int_0^\vartheta i\,dt.$$

Das Integral

$$\int_0^\vartheta i\left(1 - \frac{p}{P}\right) dt$$

kann man zwar nicht ausführen. Es lässt sich nur übersehen, dass dasselbe einen Werth besitzt, welcher kleiner ist als J. Wir wollen ihn mit λJ bezeichnen. Dann ist schliesslich:

$$\left(w + \frac{\lambda}{\varkappa}\right) J = \int_0^\vartheta E\,dt.$$

Hiermit ist eine scheinbare Widerstandsvergrösserung um den Betrag $\lambda/\varkappa$ nachgewiesen, von der sich sofort übersehen lässt, dass sie für schwache Polarisation am grössten ist und in der Nähe des Polarisationsmaximums bez. oberhalb desselben verschwindet.

Der Hauptsache nach finden also die Versuchsresultate von Streintz ihre Erklärung durch die vorangeschickten, theoretischen Erörterungen.

Die bisherigen Untersuchungen über Polarisation sind also keineswegs unfruchtbar gewesen. Sie haben vielmehr zu Vorstellungen über das Wesen derselben geführt, welche im ganzen zutreffend sind und nur in ihren Einzelheiten noch weiter durchgearbeitet werden müssen.

Tübingen, Physikal. Inst. d. Universität, 20. Juni 1897.

6. *Ueber die Spannkraft der Quecksilberdämpfe im Intervall 0° bis 100°; von L. Pfaundler.*

I. Die bisherigen Messungen.

Obwohl wir über diesen Gegenstand, von den älteren Bestimmungen abgesehen, ausgezeichnete Arbeiten von E. B. Hagen[1]), H. Hertz[2]), Ramsay und Young[3]), sowie einzelne Messungen von McLeod[4]) und J. D. van der Plaats[5]) besitzen, so ist doch diese Frage noch nicht ganz erledigt.

Aus den nach der statischen Methode angestellten Messungen Hagen's resultiren für 0°, 50° und 100° die Tensionen 0,015, 0,042, 0,21 mm (die über 100° erhaltenen Zahlen werden von dem Autor selbst als unsicher bezeichnet), während H. Hertz ebenfalls nach einer statischen Methode die Tensionen bis 50° unmessbar klein, für 60° = 0,03, für 70° = 0,05, für 80° = 0,09 mm fand. Die von diesen beiden Forschern unter Hinzuziehung von Messungen über 100° berechneten Interpolationscurven schneiden sich nahe bei 83°. Bei 50° verläuft die Curve Hagen's um 0,03 mm höher, bei 100° um 0,075 mm tiefer als jene von Hertz.

Die von Ramsay und Young aus Messungen bei höheren Temperaturen abgeleitete Curve stimmt sehr nahe mit jener von Hertz überein. Beide schneiden sich bei 75°. Bei 60° ist die Tension nach Ramsay und Young nur um 0,003 mm höher, bei 100° nur um 0,015 mm niedriger als bei Hertz. Diese Uebereinstimmung wäre eine befriedigende, wenn sie auf wirklichen Messungen in diesem Intervall und nicht auf einer Extrapolation beruhte. Eine Messung für Zimmertemperatur hat McLeod in zwei Versuchen nach einer Absorptionsmethode erhalten. Der mitgetheilte Werth 0,00574 mm liegt zwischen den Curven von Hagen und Hertz, jedoch ungefähr dreimal

---

1) E. B. Hagen, Wied. Ann. 16. p. 610. 1882; dort ist auch die ältere Literatur aufgeführt.

2) H. Hertz, Wied. Ann. 17. p. 193. 1882.

3) Ramsay u. Young, Journ. Chem. Soc. 49. p. 37. 1886.

4) McLeod, Rep. Brit. Ass. 1883 (Fortschritte 2. p. 434. 1884).

5) J. D. van der Plaats, Rec. trav. chim. 5. p. 49. 1886.

näher an der letzteren. Bedenkt man aber, dass dieser Bestimmung eine Quecksilbermasse von nur 0,00015 g, enthalten in 1,9 l Luft, zu Grunde lag, so wird man ihr kaum ein grosses Gewicht beilegen dürfen.

Von den Messungen van der Plaats kenne ich nur die in Landolt's Tabellen mitgetheilten Werthe für das Intervall 0—20°, welche Tensionen von 0,00047—0,00133 mm angeben. Diese stimmen nahe mit der Curve von Hertz überein.

Ueberzeugt, dass es kaum möglich ist, mittels statischer Methoden genauere Messungen als die bisherigen zu erhalten, habe ich versucht, die Absorptionsmethode auf grössere Dampfmengen auszudehnen, um die zu messende Grösse gewissermaassen zu accumuliren und dadurch genauer bestimmen zu können.

II. Die befolgte Methode.

Mittels eines Aspirators (Gasometers) oder einer Wasserluftpumpe wird ein langsamer Strom eines indifferenten Gases (trockene Luft) in gemessener Menge durch ein *Verdampfungsgefäss V* gesaugt, in welchem das Gas an einer grossen Quecksilberoberfläche von der Temperatur t langsam vorüberstreichend sich mit den Dämpfen derselben sättigt. Von dort gelangt dasselbe in eine Reihe von *Condensationsgefässen* G_1, G_2, G_3 mit den Temperaturen t_1, t_2, t_3, in welchen die Quecksilberdämpfe cascadenartig bis zum Sättigungspunkt bei den genannten successive niedrigeren Temperaturen condensirt werden. Hierauf kommt das Gas in ein *Absorptionsgefäss A*, in welchem durch Kälte und Absorptionsmittel der letzte Rest des Quecksilbers entzogen wird. Zuletzt passirt das Gas den volummessenden Apparat (Gasuhr) und gelangt dann durch eine Flasche mit Sicherheitsröhre zum Aspirator.

Die genannten Gefässe V, G_1, G_2, G_3 ... A werden vor und nach dem Versuche gewogen. Bezeichnen wir ihre Gewichtszunahme mit denselben Buchstaben (wobei die Gewichtsabnahme des Gefässes V als negative Zunahme gerechnet wird), so ist sofort ersichtlich, dass die ganze vom Gase bei t^0 bis zur Sättigung aufgenommene Menge Quecksilbers Q_t gegeben ist durch:

$$Q_t = -V = G_1 + G_2 + G_3 + \ldots + A.$$

Die bei irgend einer der Zwischentemperaturen, z. B. t_2, im Gas enthaltene Quecksilbermenge Q_{t_2} ist gegeben durch:

$$Q_{t_2} = G_3 + \ldots + A = -V - G_1 - G_2.$$

Reducirt man diese Mengen auf die Volumeinheit, so erhält man unter Annahme der Gültigkeit der Gesetze von Mariotte-Gay Lussac und Dalton sofort die Spannkräfte bei den verschiedenen Temperaturen.

Diese „Cascadenmethode" hat den Vortheil, dass sie sofort in einem Versuche eine ganze Reihe von Werthen liefert; aber ihre Durchführung stösst auf eine Schwierigkeit. Will man nämlich, was aus anderweitigen Gründen wünschenswerth ist, die Temperaturen in annähernd gleichen Intervallen wählen, so werden die Gasmengen, die man durchleiten muss, um bei den niedrigen Temperaturen noch genau wägbare Mengen Quecksilbers zu condensiren, unverhältnissmässig gross, während bei den höheren Temperaturen wieder geringere Gasmengen vortheilhafter sind. So ergiebt eine vorläufige Rechnung, dass, um 100 mg Quecksilber zu verdampfen, für verschiedene Temperaturen folgende Gasvolumina nöthig sind.

Bei 100°	30 l	Bei 50°	640 l
90	51	40	1400
80	91	30	4250
70	170	20	6500
60	340		

Während demnach eine hinlänglich genaue Bestimmung für 100° nur einen wenige Stunden andauernden Gasstrom erfordert, verlangt eine ebenso genaue Bestimmung bei 20° über 14 Tage. Dazu kommt noch die Schwierigkeit, die höheren Temperaturen ebenso lange constant zu erhalten. Ich habe es daher vortheilhafter gefunden, das Experiment in der Weise zu zerlegen, dass für jede Temperatur ein separater Versuch angestellt wurde. Der Apparat bestand demnach bei der definitiven Versuchsanordnung, wie die Figur auf folgender Seite zeigt, aus dem Trockengefäss T (in Wirklichkeit doppelt vorhanden), dem *Verdampfungsgefäss* V, dem *Absorptionsgefäss* A, dem *Gasmesser* G, der Woulf'schen Flasche mit Sicherheitsrohr S und der bei P anzusetzenden Saugvorrichtung. Als Gasmesser diente bei den niedrigeren Temperaturen eine

lung reichte für sämmtliche Versuche aus, doch wurden abwechselnd zwei solche Apparate benutzt. Die Herstellung der constanten Temperatur t dieses Apparates geschah, wie die Figur im Durchschnitt zeigt, durch ein Gefäss mit Deckel, zwischen dessen doppelten Wänden die Dämpfe einer siedenden Flüssigkeit circulirten, welche in dem Rückflusskühler K immer wieder verdichtet wurden. Die Anwendung eines Flüssigkeitsbades im unmittelbaren Contact mit dem Apparat wurde wegen der unvermeidlichen Gewichtsänderungen des Glasgefässes vermieden.

Von besonderer Wichtigkeit ist, dass die Schliffverbindung a sich noch innerhalb des Heizraumes befindet. Solange die Verbindung mittels Kautschuk, wenn auch unmittelbar ausserhalb des Heizgefässes bewerkstelligt wurde, ergaben sich stets kleine Verluste an Quecksilber, welches sich am Kautschuk condensirt hatte.

Das *Absorptionsgefäss A* bestand aus einer leichten, ausgestreckt ca. 18 cm langen U-Röhre, welche mit locker eingestopftem, feinem, echtem Blattsilber (welches dem ebenfalls benutzten Blattgolde vorzuziehen ist) gefüllt und überdies in schmelzendes Eis getaucht war. Ich habe mich durch Vorsetzen einer zweiten solchen Röhre überzeugt, dass dieselbe keine Gewichtszunahme erleidet, wenn auch der Gasstrom schneller durchgeleitet wird, als bei den Versuchen geschah. Man erkennt auch an dem Mattwerden des Silbers, dass die Absorption schon in den ersten paar Centimetern der Röhre stattfindet. Bei einigen Versuchen wurde als Absorptionsmittel auch Glaswolle benutzt, welche nach Liebig's Methode versilbert worden war. Doch genügt auch das Blattsilber vollkommen, denn der Gewichtsverlust des Verdampfungsgefässes stimmte in allen definitiven Versuchen bis auf Bruchtheile eines Milligramms mit der Gewichtszunahme des Absorptionsgefässes überein. Derselbe Umstand beweist wohl auch, dass durch die trockene Luft keine merkliche Oxydation des fein vertheilten Quecksilbers bewirkt wird. Die Wasserluftpumpe in Verbindung mit der Vorrichtung G wurde so regulirt, dass die Druckdifferenzen innerhalb des Apparates unter 1 cm Wasserhöhe blieben. Die Gasuhr wurde in Bezug auf ihren Wasserstand fortwährend regulirt und mittels eines geaichten Gaso-

meters controllirt. Bei den höheren Temperaturen wurde die Gasmenge direct an dem als Aspirator wirkenden Gasometer gemessen.

Um endlich zu prüfen, ob wohl die durchgeleitete Luft sich mit den Quecksilberdämpfen vollständig sättigt, wurden Versuche mit besonders verlangsamtem Gasstrome angestellt, welche aber keine höheren Tensionen ergaben. Auch wurde mittels eines bei *e* herumgewickelten Kupferbleches die eintretende Luft mehrmals über die Heiztemperatur *t* erhitzt, ohne dass höhere Werthe der Tension beobachtet wurden, obwohl in diesem Falle die Luft in den ersten Röhrenpartien höher gesättigt und in den folgenden durch Condensation aus übersättigtem Zustande in den bei *t* gesättigten übergehen musste.

III. Die erreichbare Genauigkeit.

Die erreichbare Genauigkeit hing bei den niedrigeren Temperaturen in erster Linie von der condensirten Quecksilbermenge ab. Dieselbe betrug meistens über 100 mg, die Bestimmung war also auf $^1/_2$ Proc. genau, was bei der ohnehin so geringen Tension vollauf genügt.

Bei den höheren Temperaturen gegen 100° hängt die Genauigkeit von der Temperaturbestimmung ab, welche wegen des vorstehenden Fadens nicht ganz sicher war. Doch macht auch hier ein Fehler von 0,5° C. erst $^1/_2$ Proc. im Werthe der Spannkraft. Die absoluten theoretischen Fehler berechnen sich demnach bei 100° auf etwa 0,0015 mm, bei 50° nur auf 0,00006 mm.

IV. Die Berechnung der Versuche.

Die Temperatur im Verdampfungsgefässe betrage t^0 C. Die durchstreichende Luft habe *bei dieser Temperatur* das Volumen V in Litern und stehe unter dem Drucke P in Millimetern Quecksilber. Dieser Druck kann mit jenem im Gasometer (Gasuhr) als gleich angenommen werden. Nun ist $P = h + p$ = Partialdruck der Luft + Partialdruck des Quecksilberdampfes. Sobald die Luft in das Gasometer kommt, hat sie statt t^0 nur noch die Temperatur τ^0. Ihr Volumen hat deshalb abgenommen und sie hat Wasserdampf aufgenommen.

Die Tension dieses Wasserdampfes bei τ^0 sei $= \vartheta$.

Ist nun das im Gasometer (Gasuhr) thatsächlich gemessene Volumen $= V_g$, so ist das Volum V der trockenen Luft von t^0 gegeben durch:

$$V = V_g \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha \tau} \cdot \frac{P - \vartheta}{P} . \tag{1}$$

(Es kann nämlich für diese Reduction $P = h$ gesetzt werden.)

Dieses Volumen ist bei t^0 mit Quecksilberdampf von zu bestimmendem Drucke p erfüllt. Ein gleiches Volumen Luft von diesem Drucke hätte die Masse:

$$\frac{1{,}293\ V . p}{(1 + \alpha t)\, 760} \text{ Gramm.}$$

Da nun Quecksilberdampf 6,9 mal so schwer ist, so folgt für seine Masse q:

$$q = 6{,}9 \frac{1{,}293\ V . p}{(1 + \alpha t)\, 760} \text{ Gramm,}$$

woraus, indem man für V seinen Werth aus (1) setzt und reducirt, für p erhalten wird:

$$p = 85{,}185 \frac{(1 + \alpha \tau) P}{V_g (P - \vartheta)} q .$$

Die Temperatur t fällt, wie man sieht, hier aus, da sie für Luft und Quecksilberdampf dieselbe ist. Sie wird nur gemessen, damit man weiss, zu welcher Temperatur die Tension p gehört.

V. Die Versuchsresultate.

Die Versuche wurden auf drei Temperaturen beschränkt, auf die Siedetemperatur des Wassers, auf die des Acetons (56,3°) und auf die Zimmertemperatur 15°. Die angewandten Luftvolumina variirten zwischen 70 l und 4595 l, die Versuchsdauer zwischen 2 Stunden und 192 Stunden. Die Gasgeschwindigkeit betrug im Maximum 35 l pro Stunde, im Durchschnitt 23 l, bei einem Versuche nur 3,4 l pro Stunde. Die verdampften und wieder absorbirten Quecksilbermengen schwankten zwischen 0,265 und 0,041 g. Da es zu viel Raum erforderte, die sämmtlichen Versuchsdaten mitzutheilen, so gebe ich hier die Schlussresultate zusammengestellt mit den Zahlen, welche sich aus den Interpolationsformeln der anderen Autoren berechnen lassen.

Temperatur	15°	56,3°	98,8°
Tension beobachtet	0,00081	0,01801	0,26305
„ nach Hertz	0,00082	0,01998	0,26716
„ „ Hagen	0,0195	0,04854	0,200

Wie man aus diesen Zahlen ersieht, *stehen meine Beobachtungsdaten in überraschend genauer Uebereinstimmung mit der Interpolationsformel von Hertz*, während sie von denen Hagen's merklich abweichen. Ich habe es daher gar nicht für nöthig erachtet, eine neue Interpolationsformel oder auch nur eine neue Berechnung ihrer Constanten vorzunehmen, da die Abweichungen meiner Zahlen von den Hertz'schen kleiner sind, als die unvermeidlichen Beobachtungsfehler. Diese Uebereinstimmung lässt aber auch darauf schliessen, dass die Gesetze von Mariotte-Gay Lussac und von Dalton für die Quecksilberdämpfe unter den Versuchsbedingungen Geltung haben.

Bei der Ausführung dieser Versuche hat mich Herr stud. W. Hillmayr mit Geschick und Ausdauer unterstützt, wofür ich ihm hier meinen Dank sage.

Graz, 18. Juni 1897.

7. *Electrochemische Notizen; von Hans Jahn.*

I.

Ueber die Electrolyse des Natriumhydroxydes unter Anwendung einer Quecksilberkathode.

Svante Arrhenius[1]) hat vor einiger Zeit eine Reihe von Versuchen beschrieben, die den Nachweis dafür erbringen sollten, dass bei der Electrolyse der gelösten Alkaliverbindungen unter Anwendung einer Quecksilberkathode die Alkalimetalle primär abgeschieden werden und dass die Wasserstoffentwickelung erst eintritt, wenn das an der Kathode gebildete Alkaliamalgam eine gewisse Concentration erreicht hat, sodass es durch die Einwirkung des Lösungswassers secundär zerlegt wird. Er beobachtete nämlich, dass die Wasserstoffentwickelung an der Quecksilberkathode immer erst eine längere oder kürzere Zeit nach dem Schliessen des Stromes auftrat.

Gegen diese Schlussfolgerung aus den genannten Versuchen ist mir gegenüber von berufener Seite das Bedenken geäussert worden, dass die von Arrhenius beobachtete Verzögerung der Wasserstoffentwickelung an der Quecksilberkathode auf eine Uebersättigung des Quecksilbers mit Wasserstoff zurückzuführen sein könnte, und Le Blanc[2]) meinte, es könnte die Veränderung der Oberflächenspannung des Quecksilbers bedingen, dass sich zu Beginn der Electrolyse zunächst Alkaliionen an der Quecksilberkathode abscheiden, denen sich erst später Wasserstoffionen beigesellen.

Bei diesem ganzen Streit vermisste ich den experimentellen Nachweis dafür, dass sich bei der Electrolyse verdünnter Alkalilösungen durch schwache Ströme unter Anwendung einer Quecksilberkathode wirklich ein Alkaliamalgam bildet, und ich hielt es daher für wünschenswerth, diesen Beweis durch eine calorimetrische Messung womöglich zu erbringen.

Leitet man durch eine Zersetzungszelle während t Secunden einen Strom von der Intensität J, und beträgt die Potential-

1) Sv. Arrhenius, Zeitschr. f. physik. Chem., **11.** p. 805. 1893.
2) Le Blanc, l. c. **13.** p. 163. 1894.

differenz zwischen den beiden Electroden der Zelle Δ, so ist bekanntlich die in der Zelle entwickelte Wärmemenge gegeben durch die Formel:

$$W = \alpha J \Delta t - q,$$

wo α das Wärmeäquivalent der Energieeinheit (0.2362 für 1 Volt-Ampère), und q die bei der Zersetzung der der Stromintensität J proportionalen Menge des gelösten Electrolyten absorbirte Wärmemenge bezeichnet.

Electrolysirt man nun innerhalb des Calorimeters Natronlauge zwischen Platinelectroden und wählt man zur Stromeinheit den Strom, welcher während der Zeit t (3600 Sec.) ein in Milligrammen ausgedrücktes Moleculargewicht Wasser zu zersetzen vermag (0.05349 Amp.), so muss

$$\frac{q J_1}{J} = 68{,}40 \text{ cal.},$$

d. h. gleich der Zersetzungswärme eines Moleculargewichtes Wasser sein. Bildet sich bei dem Ersatz der Platinkathode durch eine Quecksilberkathode an der letzteren Natriumamalgam, so müsste natürlich die verschwundene Wärmemenge bedeutend grösser ausfallen. Ich nahm für den anzustellenden Versuch Natronlauge in Aussicht, da sich das möglicher Weise an der Quecksilberkathode entstehende Natriumamalgam nach Oeffnung des Stromes noch am ehesten in einer alkalischen Flüssigkeit halten konnte. Bei der Electrolyse eines Natriumsalzes hätte die von der Anode zur Kathode diffundirende Säure das Natriumamalgam gewiss sehr schnell zersetzt.

Ehe jedoch die Versuche mit der Natronlösung ausgeführt werden konnten, musste eine Vorfrage beantwortet werden, ob nämlich nicht schon bei der Electrolyse der verdünnten Schwefelsäure unter Anwendung einer Quecksilberkathode infolge von Uebersättigungserscheinungen oder sonstigen secundären Vorgängen eine grössere Wärmemenge verschwindet wie bei Anwendung von zwei Platinelectroden.

Die Versuche wurden ganz in derselben Weise ausgeführt, wie bei meinen früheren Messungen[1]), sodass ich bezüglich der Anordnung der Apparate und aller weiteren Einzelheiten

1) H. Jahn, Wied. Ann. **25.** p. 49 u. 525. 1885.

auf die älteren Abhandlungen verweisen kann. Als Calo meter diente wieder das Bunsen'sche Eiscalorimeter.

In den nachfolgenden Tabellen bezeichnet:

t die in Minuten ausgedrückte Zeit, die seit dem Stro schluss verflossen ist,

J die Stromintensität in Ampère,

Δ die Potentialdifferenz zwischen den Electroden der Z setzungszelle in Volt,

w die in der Zersetzungszelle entwickelte Wärmemeng

Normale Schwefelsäure.

Anode: platinirtes Platin. Kathode: Quecksilber.

I.

t	J	Δ	$J\Delta$
0	0,036291	2,9595	0,10740
5	0,034163	3,0192	0,10314
10	0,033906	3,0103	0,10207
15	0,033846	3,0181	0,10215
20	0,033831	3,0173	0,10208
25	0,033680	3,0154	0,10156
30	0,033620	3,0215	0,10158
35	0,033575	3,0232	0,10150
40	0,033438	3,0271	0,10123
45	0,033454	3,0353	0,10154
50	0,033393	3,0352	0,10135
55	0,033424	3,0309	0,10131
59	0,033318	3,0818	0,10101

$$\frac{1}{t}\int J\,dt = 0{,}033739 \text{ Amp.}$$

$$\frac{1}{t}\int J\Delta\,dt = 0{,}10194$$

$$w = 43{,}90 \text{ cal.}$$

$$\alpha J\Delta t = 86{,}68$$

$$q = 42{,}78 \text{ cal.}$$

für J_1: 67,82 cal.

II.

t	J	Δ	$J\Delta$
0	0,056215	3,0751	0,17267
5	0,053712	3,1003	0,16652
10	0,053847	3,1063	0,16727
15	0,053712	3,1047	0,16676
20	0,053532	3,1063	0,16628
25	0,053577	3,1030	0,16625
30	0,053532	3,1030	0,16611
35	0,053487	3,1055	0,16610
40	0,053351	3,1063	0,16573
45	0,053305	3,1047	0,16550
50	0,053284	3,1088	0,16565
55	0,053712	3,1063	0,16685
59	0,053329	3,1122	0,16597

$$\frac{1}{t}\int J\,dt = 0{,}053631 \text{ Amp.}$$

$$\frac{1}{t}\int J\Delta\,dt = 0{,}16646$$

$$w = 73{,}12 \text{ cal.}$$
$$\alpha J\Delta t = 141{,}55$$
$$q = 68{,}43 \text{ cal.}$$
$$\text{für } J_1: \quad 68{,}25 \text{ cal.}$$

Es verschwindet also bei der Electrolyse der verdünnten Schwefelsäure auch unter Anwendung einer Quecksilberkathode einfach die Zersetzungswärme eines Moleculargewichtes Wasser.

Die calorimetrischen und galvanometrischen Messungen bei der Electrolyse von normaler Natronlauge zwischen zwei platinirten Platinelectroden führten zu den folgenden Ergebnissen:

I.

t	J	Δ	$J\Delta$
0	0,019578	2,6810	0,052490
5	0,018063	2,7960	0,050505
10	0,017420	2,8623	0,049859
15	0,016639	2,9147	0,048498
20	0,016167	2,9577	0,047818

t	J	Δ	$J\Delta$
25	0,015760	2,9974	0,047237
30	0,015396	3,0240	0,046558
35	0,015251	3,0479	0,046484
40	0,015024	3,0571	0,045932
45	0,014870	3,0713	0,045670
50	0,014761	3,0850	0,045538
55	0,014625	3,0920	0,045220
59	0,014643	3,0920	0,045276

$$\frac{1}{t}\int J\,dt = 0{,}015905 \text{ Amp.}$$

$$\frac{1}{t}\int J\Delta\,dt = 0{,}047322$$

$$w = 19{,}87 \text{ cal.}$$
$$\alpha J\Delta t = 40{,}24$$
$$q = 20{,}37 \text{ cal.}$$

für J_1: 68,51 cal.

II.

t	J	Δ	$J\Delta$
0	0,019478	2,5264	0,049212
5	0,017671	2,6387	0,046629
10	0,016767	2,7269	0,045723
15	0,016154	2,7991	0,045218
20	0,015531	2,8526	0,044304
25	0,015136	2,8967	0,043846
30	0,014793	2,9288	0,043327
35	0,014544	2,9582	0,043024
40	0,014253	2,9850	0,042545
45	0,014128	3,0010	0,042400
50	0,013983	3,0277	0,042337
55	0,013744	3,0438	0,041834
59	0,013620	3,0571	0,041636

$$\frac{1}{t}\int J\,dt = 0{,}015257 \text{ Amp.}$$

$$\frac{1}{t}\int J\Delta\,dt = 0{,}044142$$

$$w = 18{,}01 \text{ cal.}$$
$$\alpha J \Delta t = 37{,}53$$
$$q = 19{,}52 \text{ cal.}$$
$$\text{für } J_1: \quad 68{,}43 \text{ cal}$$

Es ist also, wie zu erwarten war, bei der Electrolyse der Natronlauge zwischen Platinelectroden einfach die Zersetzungswärme eines Moleculargewichtes Wasser verschwunden.

Nunmehr wurde die Platinkathode in der Zersetzungszelle durch eine Quecksilberkathode ersetzt. Die Resultate der Messungen sind in den folgenden beiden Tabellen zusammengestellt.

Normale Natronlauge.
Anode: platinirtes Platin. Kathode: Quecksilber.

I.

t	J	Δ	$J\Delta$
0	0,020164	3,0522	0,061547
5	0,019172	3,1191	0,059801
10	0,018766	3,1572	0,059248
15	0,018550	3,1808	0,059002
20	0,018346	3,1981	0,058674
25	0,018219	3,2152	0,058580
30	0,018155	3,2327	0,058690
35	0,018003	3,2476	0,058467
40	0,017901	3,2623	0,058399
45	0,017774	3,2696	0,058115
50	0,017787	3,2858	0,058444
55	0,017685	3,2922	0,058223
59	0,017634	3,3008	0,058207

$$\frac{1}{t}\int J\,dt = 0{,}018259 \text{ Amp.}$$
$$\frac{1}{t}\int J\Delta\,dt = 0{,}058762$$
$$w = 14{,}89 \text{ cal.}$$
$$\alpha J \Delta t = 49{,}97$$
$$q = 38{,}08 \text{ cal.}$$
$$\text{für } J_1: \quad 102{,}76 \text{ cal.}$$

II.

t	J	Δ	$J\Delta$
0	0,028404	3,1591	0,089731
5	0,026505	3,2516	0,086184
10	0,026146	3,2896	0,086009
15	0,025650	3,3165	0,085065
20	0,025341	3,3325	0,084448
25	0,025204	3,3641	0,084790
30	0,025068	3,3813	0,084760
35	0,024828	3,3873	0,084100
40	0,024691	3,4081	0,084150
45	0,024588	3,4253	0,084222
50	0,024417	3,4385	0,083960
55	0,024314	3,4422	0,083695
59	0,024195	3,4545	0,083582

$$\frac{1}{t}\int J\,dt = 0{,}025230 \text{ Amp.}$$

$$\frac{1}{t}\int J\Delta\,dt = 0{,}084784$$

$$w = 22{,}18 \text{ cal.}$$
$$\alpha J\Delta t = 72{,}09$$
$$q = 49{,}91 \text{ cal.}$$

für J_1: 105,81 cal.

Die Resultate stimmen nicht vollkommen untereinander überein, was wohl in erster Linie darauf zurückzuführen sein dürfte, dass sich infolge der nicht vollkommenen Gleichheit der als Kathode eingefüllten Quecksilbermenge, sowie infolge der etwas verschiedenen Stromintensitäten Amalgame von verschiedener Concentration gebildet hatten. Dass sich aber selbst bei Anwendung so schwacher Ströme und aus einer so verdünnten Lösung Natrium in dem Quecksilber abgeschieden haben musste, beweist der ungeheure Wärmeverlust auf das Unzweideutigste. Und zwar muss nach einer approximativen Schätzung nahezu die gesammte von dem Strom abgeschiedene Natriummenge in dem Quecksilber gelöst geblieben sein. Setzen wir die bei der Auflösung des metallischen Natriums in Quecksilber entwickelte Wärmemenge gleich Null, was gewiss

nicht vollständig richtig ist, so hätten wir nach Thomsen[1]) den Wärmeverlust:

$$68{,}40 + 43{,}45 = 111{,}85 \text{ cal.}$$

zu erwarten, während die beiden obigen Versuche im Mittel einen Wärmeverlust von angenähert 105 cal., also einen von dem berechneten nicht stark abweichenden Werth ergeben haben.

Nun gestehe ich, mir vor der Hand keine rechte Vorstellung darüber bilden zu können, weshalb die electrolytischen Vorgänge an einer Quecksilberkathode andere sein sollten als an einer Platinkathode. Vielmehr haben mich diese Versuche in der Meinung bestärkt, dass in beiden Fällen an der Kathode zunächst die Natriumionen zur Umladung, also auch zur Abscheidung kommen. Der Unterschied zwischen der Quecksilberkathode und der Platinkathode besteht nur darin, dass das Quecksilber das electrisch neutrale Metall begierig auflöst und dadurch zum grössten Theil vor der Einwirkung des Lösungswassers schützt, während die Platinkathode so gut wie gar kein Lösungsvermögen für das Natrium hat, sodass dasselbe seiner ganzen Menge nach an der Oberfläche der Kathode der Umwandlung in Aetznatron durch das Wasser verfällt.

Den Einwand, den man gegen die secundäre Wasserzersetzung angeführt hat, dass dann eine sehr schnell verlaufende Reaction ohne die Mitwirkung von Ionen postulirt wäre, da ja das primär abgeschiedene Metall mit grosser Geschwindigkeit auf das nicht dissociirte Wasser einwirken muss, vermag ich nicht als stichhaltig anzuerkennen. Vielmehr stimme ich mit Arrhenius vollkommen darin überein, dass es eine grosse Anzahl von Reactionen giebt, die bei gewöhnlicher Temperatur schnell und energisch verlaufen, und bei denen gar keine Ionen interveniren. Mit dieser Behauptung sagt man keinem organischen Chemiker etwas Neues. Der Nichtelectrolyt Schwefelkohlenstoff, um nur ein Beispiel anzuführen, wirkt auf die wasserfreien, also gewiss nicht dissociirten Amine der Fettreihe momentan und unter starker Wärmeentwickelung ein: die ganze Masse gesteht zu einem Brei von Krystallen des jeweiligen substituirten Ammoniumsalzes der

1) Thomsen, Thermochem. Unters. **3.** p. 228.

substituirten Sulfocarbaminsäure. Und derartige Beispiele liessen sich beliebig viele aus dem Gebiete der organischen Chemie anführen.

II.

Ueber eine Modification des Warren de la Rue'schen Elementes.

Für eine grössere thermochemische Untersuchung, mit der ich beschäftigt bin, bedurfte ich einer compendiösen Batterie, die sich in einem Eiscalorimeter unterbringen liess. Die Erfahrungen früherer Untersuchungen liessen das Element von Warren de la Rue:

$$Ag,\ AgCl \,||\, ZnCl_2Aq,\ Zn$$

als besonders geeignet erscheinen, und ich habe mich denn auch für eine Reihe von Versuchen derartiger Elemente bedient.

Dabei stellten sich jedoch mancherlei Uebelstände heraus. Das Zinkchlorid ist ein unbeständiges Salz, dessen Lösungen sich unter Abscheiden eines unlöslichen basischen Salzes trüben. Will man diesem Uebelstand dadurch begegnen, dass man die Zinkchloridlösungen durch Zusatz von ein wenig Salzsäure schwach sauer macht, so werden die Zinkstäbe schnell verzehrt, die Elemente sind nicht mehr vollkommen frei von Polarisation und bedürfen einer häufigen Erneuerung. Allen diesen Uebelständen kann man vollkommen vorbeugen, wenn man statt des Zinkchlorides eine Lösung des leicht im Zustande vollkommener Reinheit darstellbaren Zinkkaliumchlorides ($K_2Cl_2 + ZnCl_2$) als electrolytische Flüssigkeit in den Elementen verwendet. Das Salz giebt vollkommen klare, neutrale und unveränderliche Lösungen, die damit hergestellten Elemente liefern Ströme von einer bemerkenswerthen Constanz und sind vollkommen frei von Polarisation.

Zur Charakterisirung der so hergestellten Elemente wurde ihre chemische Wärme sowie ihre Stromwärme ermittelt.

Die dabei befolgte Methode war die bei meinen früheren Untersuchungen benutzte.[1]) Eine Batterie von vier kleinen Elementen, die mit einer nahezu gesättigten Lösung des genannten Doppelsalzes beschickt waren, wurde in ein geräumiges Eiscalorimeter gesenkt, um die von ihnen während des Strom-

1) H. Jahn, Wied. Ann. 28. p. 21. 1886.

durchganges entwickelte Wärmemenge (w) direct messen zu können. Die Elemente sendeten den Strom durch einen Metallwiderstand von etwas über 100 Ohm. Misst man die Stromintensität (J) und die Potentialdifferenz zwischen den beiden Endpunkten der äusseren Strombahn (Δ), so ist

$$W = w + \alpha J \Delta t$$

(α = thermisches Aequivalent der Energieeinheit, t = in Secunden gemessene Dauer des Stromschlusses) die der Stromintensität J entsprechende Gesammtwärme der Elemente. Als Stromeinheit wählte ich einen Strom von 0,01 Amp.

Ich führe von den zahlreichen Messungen der Gesammtwärme dieser Elemente zwei ohne Wahl herausgegriffene an, zwischen denen ein Zeitraum von 14 Tagen lag, während dessen die Batterie täglich benutzt worden war.

I.

t	J	Δ	$J\Delta$
0	0,015971	1,6267	0,025979
5	0,016302	1,6584	0,027036
10	0,016395	1,6705	0,027391
15	0,016412	1,6780	0,027540
20	0,016590	1,6804	0,027879
25	0,016608	1,6841	0,027969
30	0,016599	1,6841	0,027954
35	0,016650	1,6890	0,028057
40	0,016641	1,6927	0,028168
45	0,016692	1,6890	0,028193
50	0,016717	1,6939	0,028318
55	0,016692	1,6963	0,028315
59	0,016717	1,6988	0,028400

$$\frac{1}{t}\int J\,dt = 0{,}016555 \text{ Amp.}$$

$$\frac{1}{t}\int J\Delta\,dt = 0{,}027828$$

$$w = 36{,}27 \text{ cal.}$$
$$\alpha J \Delta t = 23{,}67$$
$$W = 59{,}94 \text{ cal.}$$

für $J = 0{,}01$ Amp.: 36,21 cal.

t	J	Δ	$J\Delta$
0	0,016825	1,7075	0,028729
5	0,016808	1,7158	0,028840
10	0,016842	1,7121	0,028835
15	0,016834	1,7133	0,028841
20	0,016834	1,7109	0,028800
25	0,016825	1,7146	0,028848
30	0,016800	1,7121	0,028763
35	0,016834	1,7133	0,028841
40	0,016791	1,7133	0,028769
45	0,016808	1,7109	0,028756
50	0,016800	1,7109	0,028742
55	0,016817	1,7109	0,028770
59	0,016808	1,7109	0,028746

$$\frac{1}{t}\int J\,dt = 0{,}016818$$

$$\frac{1}{t}\int J\Delta\,dt = 0{,}028803$$

$$w = 36{,}63 \text{ cal.}$$
$$\alpha J\Delta t = 24{,}49$$
$$W = 61{,}12 \text{ cal.}$$

für $J = 0{,}01$ Amp.: 36,34 cal.

Dass die Elemente vollkommen frei von Polarisation waren, erhellt aus dem Umstande, dass sich für die electromotorische Kraft derselben nach dem Stromdurchgang genau derselbe Werth ergab wie vor dem Stromdurchgang:

E { vor dem Stromdurchgang 4,0594 Volt
nach „ „ „ 4,0531 „

E { vor dem Stromdurchgang 4,0564 „
nach „ „ „ 4,0488 „

Mittel 4,0544 Volt

Aus dem Mittelwerth berechnet sich die Stromwärme für $J = 0{,}01$ Amp. zu:

34,48 cal.

Da die Gesammtwärme der Batterie im Mittel der beiden obigen Bestimmungen

36,28 cal.

beträgt, so ergiebt sich für die in der Batterie localisirte Wärmemenge der Werth:

1,80 cal.

und daraus berechnet sich nach dem bekannten Satz von v. Helmholtz der Temperaturcoefficient der Batterie zu:

— 0,0007754 Volt.

Die electromotorische Kraft eines derartigen Elementes bei der Temperatur t°C. wird also gegeben durch die Formel:

$$E = (1{,}0136 - 0{,}000194\ t) \text{ Volt.}$$

Berlin, II. chem. Inst. d. Univ.

8. *Zur Bestimmung der inneren Reibung fester Körper; von Adolf Heydweiller.*

Seit den grundlegenden Untersuchungen von G. Hagen, Graham, Poiseuille, G. Wiedemann und O. E. Meyer ist die innere Reibung von Flüssigkeiten und Gasen Gegenstand äusserst zahlreicher und eingehender Untersuchungen gewesen; die Abhängigkeit von Temperatur und Druck, von chemischer Constitution und physikalischer Mischung sind in ausgedehntem Maasse bestimmt worden. Dagegen ist die Untersuchung der festen Körper in dieser Hinsicht noch erheblich zurück.

Zwar giebt es ausser einigen Mittheilungen über Plasticität zahlreiche Arbeiten über die mit der inneren Reibung eng zusammenhängenden elastischen Hysteresiserscheinungen, an denen u. a. Hr. G. Wiedemann ebenfalls betheiligt ist, aber nur zweimal ist, soweit mir bekannt, der Versuch gemacht, die innere Reibung fester Körper in absolutem Maasse derart zu bestimmen, dass sie mit der Flüssigkeitsreibung vergleichbar wird.

Die ersten Messungen von Hrn. Barus[1]) beziehen sich zum Theil auf nicht definirte Gemische, wie Marineleim und Paraffin — ersteres ist zudem halbflüssig und für letzteres wird nur eine untere Grenze des Reibungscoefficienten angegeben — zum Theil auf harten und weichen Stahl, und hier erscheint es mir zweifelhaft, ob der von Hrn. Barus bestimmte, von der Dauer der deformirenden Einwirkung abhängige Coefficient überhaupt mit der Flüssigkeitsreibung vergleichbar ist. Die zweite Arbeit von Hrn. W. Voigt[2]) giebt die Coefficienten der inneren Reibung bei tangentialer Verschiebung der Theile für Nickel und Kupfer, Körper, welche im flüssigen Aggregatzustande der Messung nur schwer zugänglich sind.

1) Barus, Phil. Mag. (5) 29. p. 337. 1890.
2) W. Voigt, Wied. Ann. 47. p. 671. 1892.

Ein Versuch für denselben Körper die innere Reibung im festen und flüssigen Zustande zu bestimmen, ist mir nicht bekannt.

Gelegentliche Erfahrungen über die verhältnissmässig grosse Plasticität gewisser fester, organischer Verbindungen in der Nähe ihres Schmelzpunktes führten mich auf die Möglichkeit, die innere Reibung derselben direct nach der sog. Transpirationsmethode zu bestimmen, unter Erwägung des Umstandes, dass die Durchströmungszeit durch eine Röhre dem Quadrate ihres Querschnittes umgekehrt proportional ist.

Der daraufhin unternommene Versuch ist sehr einfach.

An ein etwa 60 cm langes und 0,3 cm weites Glasrohr wurde ein weiteres von etwa 1,5 cm Durchmesser rechtwinklig angesetzt, das engere Rohr und ein Theil des weiteren mit Quecksilber gefüllt, über dasselbe in dem letzteren eine 1 bis 2 cm dicke Schicht der zu untersuchenden Substanz eingeführt, und der übrigbleibende Raum evacuirt und zugeschmolzen. Durch vorsichtiges Schmelzen und allmähliches Wiedererstarren der organischen Substanz unter langsam gesteigertem einseitigen Druck wurde die Masse derselben möglichst homogen gemacht. Anfänglich waren die Wände des weiteren Rohres glatt; indessen gelang es so nicht eine völlige Homogenität der immer etwas milchig bleibenden Masse zu erzielen; auch schien gleitende Reibung einzutreten. Es wurde daher eine Verengerung von etwa 1,5 cm Länge und 1,3 cm mittlerer Weite mit welliger Oberfläche in dem Rohr angebracht, durch welche die feste Masse hindurch gepresst wurde. Die Genauigkeit der absoluten Bestimmung wurde dadurch allerdings beeinträchtigt, aber die Masse wurde jetzt nach längerem Stehen bei 100 bis 110 cm Hg-Druck unter mehrstündigem Erwärmen bis in die Nähe des Schmelzpunktes vollkommen homogen und durchscheinend.

Auch haben diese Messungen mehr den Charakter einer vorläufigen Orientirung, als den einer endgültigen genauen Bestimmung; die *absoluten* Werthe können leicht um 20—30 Proc. oder auch mehr fehlerhaft sein; trotzdem geben sie schon ein gutes und im ganzen wohl zutreffendes Bild der enormen Aenderung, welche die innere Reibung beim Erstarren erfährt, und des fast beispiellos grossen Temperatureinflusses auf diese Eigenschaft der festen Körper.

Als Versuchssubstanz wurde *Menthol* gewählt, das einen bequem gelegenen Erstarrungspunkt (41,4°) besitzt, und dessen specifisches Volumen in der Nähe des Schmelzpunktes ich kürzlich bestimmt habe.[1])

Die Ausführung der Versuche geschah so, dass das Sinken des Quecksilberniveaus in dem vertical gestellten engeren, oben offenen Rohr bei verschiedenen Temperaturen zeitlich verfolgt wurde.

Bezeichnen R den mittleren Halbmesser und l die Länge der durch die Verengerung gepressten Substanzsäule, h den mittleren Gesammtdruck (Atmosphäre und Quecksilbersäule) im Centimeter Hg, s das specifische Gewicht des letzteren, g die Beschleunigung der Schwerkraft, r den Halbmesser des engen Steigrohrs und dh/dt die Geschwindigkeit der Niveauänderung in letzterem, so ist der Reibungscoefficient

$$\eta = \frac{g \cdot h \cdot s}{8l} \cdot \frac{R^4}{r^2} \cdot \frac{1}{\frac{dh}{dt}}.$$

Aus $l = 1{,}5$ cm, $R = 0{,}658$, $r = 0{,}158$ folgt

$$\eta = 8280 \frac{h}{\frac{dh}{dt}} \text{ C. G. S.}$$

Die folgende Tabelle 1 giebt in der ersten Spalte die Nummer der Versuchsfolge, dann die Temperatur t, die Druckhöhe und die Werthe von dh/dt, $\log \eta$ und $10^{10} \cdot \eta$ in C. G. S.-Einheiten und endlich das specifische Volumen v.

Da bei den tieferen Temperaturen die Versuche sich über Tage erstreckten, so sind die Mittelwerthe der etwas schwankenden Temperaturen nicht ganz sicher. Die Werthe von dh/dt sind, soweit die Genauigkeit der Versuche es erkennen lässt, zeitlich constant; die Abhängigkeit vom Druck ist nur in sehr engen Grenzen untersucht worden.

Bei ca. 39° begann die nicht ganz reine Substanz stellenweise zu schmelzen.

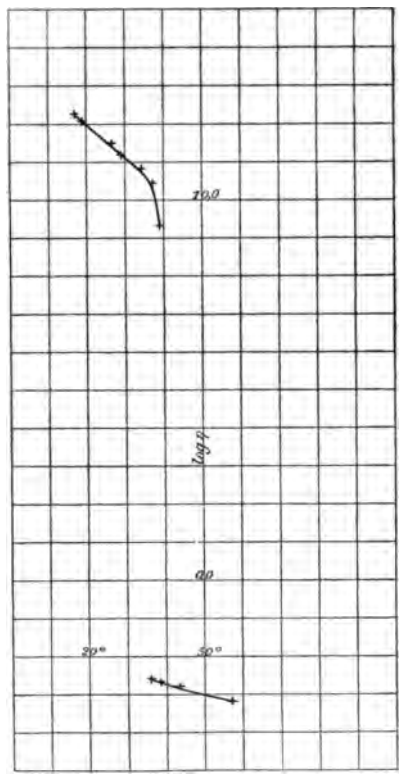
---

1) Heydweiller, Wied. Ann. **61**. p. 527. 1897.

Tabelle 1.
Festes Menthol.

	t	h cm	$\frac{dh}{dt}\frac{\text{cm}}{\text{sec}}$	log η	$10^{10}.\eta$	v
1	38,7°	103	$2{,}94.10^{-4}$	9,4626	0,290	
7	37,2	97	$3{,}33.10^{-5}$	10,3829	2,41	1,0708
5	34,0	98	$1{,}32.10^{-5}$	10,7889	6,15	1,0651
4	29,0	100	$5{,}55.10^{-6}$	11,1738	14,9	1,0617
6	26,1	98	$2{,}60.10^{-6}$	11,4945	31,2	1,0606
3	18,1	100	$6{,}7\ .10^{-7}$	12,0920	124	
2	14,9	101	$4{,}0\ .10^{-7}$	12,3203	209	

Tabelle 2 auf folgender Seite enthält ferner die Ergebnisse einiger Messungen der inneren Reibung für das flüssige Menthol; unter 34° konnten dieselben nicht fortgesetzt werden, da Erstarren eintrat.



Die nebenstehende Figur giebt die graphische Darstellung dieser Ergebnisse und zwar sind die Temperaturen als Abscissen, die Logarithmen des Reibungscoefficienten als Ordinaten aufgetragen. Die Curve besteht aus zwei getrennten Stücken für den flüssigen und den festen Aggregatzustand. Die Discontinuität verschwindet auch nicht, wie man wohl vermuthen könnte, wenn statt der Temperaturen die specifischen Volumen oder ihre 3. Wurzeln als Abscissen benutzt werden. Eine einfache, die beiden Aggregatzustände umfassende Abhängigkeit der inneren Reibung von der Temperatur oder dem Molecularvolumen oder -abstand besteht also nicht.

Tabelle 2.
Flüssiges Menthol.

t	$\log \eta$	η	v
56,9°	$\bar{2}$,8385	0,0689	1,1488
43,4	$\bar{1}$,1419	0,1368	1,1357
37,8	$\bar{1}$,3087	0,2036	1,1305
34,9	$\bar{1}$,3988	0,2505	1,1277

Sieht man von der Beobachtung bei 38,7° ab, die der Erweichungstemperatur schon sehr nahe liegt, so ergiebt sich für den festen Aggregatzustand, ebenso wie für den flüssigen, eine nahe lineare Abhängigkeit zwischen $\log \eta$ und der Temperatur, sogar mit noch grösserer Annäherung, als bei letzterem, aber mit erheblich stärkerem Gefälle. Die relative Aenderung von η auf 1° Temperaturerhöhung beträgt für das feste Menthol etwa *20 Proc.*; mir ist keine zweite physikalische Eigenschaft fester Körper bekannt, die einen gleich grossen Temperatureinfluss aufweist, nur bei Dampfdruck und Reactionsgeschwindigkeit (z. B. für Zuckerinversion) erreicht er eine ähnliche Grössenordnung. Beim Erstarren nimmt die innere Reibung des Menthols etwa im Verhältniss von $1 : 10^{11}$ zu.

Breslau, Juni 1897.

9. *Beitrag zur Kenntniss der magnetischen Nachwirkung; von Ignaz Klemenčič.*

Ewing[1]) und Lord Rayleigh[2]) haben zuerst die Erscheinung beobachtet, dass weiches, ausgeglühtes Eisen in einem schwachen Magnetfelde den maximalen Werth des temporären Magnetismus nicht sofort, sondern oft erst nach Verlauf von mehreren Minuten annimmt. Diese Erscheinung wird als „Kriechen", als „zähe Hysteresis" oder auch als „magnetische Nachwirkung" bezeichnet. Die magnetische Nachwirkung ist bisher nur in schwachen Feldern beobachtet und von Ewing eingehend untersucht worden. Ewing fand unter anderem, dass der procentische Theil der Zunahme der Magnetisirung in einer bestimmten Zeit gleich gross war, ob man das Feld commutirte oder schloss und öffnete. In schwachen Feldern aber, in denen noch kein remanenter Magnetismus auftritt, besteht zwischen diesen beiden Fällen der Erregung nur der quantitative Unterschied, dass die Aenderung der temporären Magnetisirung in einem Falle doppelt so gross ist als im anderen.

Einige Beobachtungen, welche ich über die magnetische Nachwirkung anstellte[3]), zeigten, dass diese Erscheinung auch bei der Magnetisirung in starken Feldern vorhanden ist; ja sie wächst sogar ihrem absoluten Werthe nach mit der Feld-

1) Ewing, Phil. Trans. p. 569. 1885. — Proc. Roy. Soc. 1889. Auch Ewing, Magnetische Induction in Eisen u. s. w.

2) Rayleigh, Phil. Mag. **23.** p. 225. 1887.

3) Klemenčič, Sitz.-Ber. d. k. k. Akad. d. Wiss. zu Wien. **106.** p. 236. 1897. Bei dieser Untersuchung beobachtete ich die Magnetometereinstellung nach 4 und 60 Sec. bei beiden Richtungen des magnetisirenden Stromes und nahm die Differenz der Einstellungen nach 4 und 60 Sec. als Maass des temporären Magnetismus zu dieser Zeit. Bei dieser Zählung der Ausschläge erscheint der procentische Werth der Nachwirkung zu gross; was jedoch auf die Ermittelung des relativen Verlaufs der Nachwirkung unter den untersuchten Umständen keinen Einfluss hat.

stärke; doch ist der procentische Theil derselben gegen den temporären Magnetismus in hohen Feldern bald so klein, dass er nahezu verschwindet. Anknüpfend an die Beobachtung von Ewing[1]), betreffend das Auftreten der magnetischen Nachwirkung beim Commutiren oder Schliessen und Oeffnen, schien es mir von Interesse, die magnetische Nachwirkung in dieser Richtung auch bei höheren Feldstärken zu untersuchen, wo ein beträchtlicher Theil des Magnetismus remanent bleiben kann.

Die Beobachtung der Magnetisirung und magnetischen Nachwirkung geschah nach der magnetometrischen Methode mit Fernrohr, Spiegel und Scala. Das Magnetometer hatte eine gut gedämpfte Nadel, sodass sie sich selbst bei grösseren Ausschlägen nach 2,8 Sec. (7 Uhrschläge) in ihrer Ruhelage einstellte. Der untersuchte Stab war in der ersten Hauptlage aufgestellt; die Magnetisirungsspirale hatte eine Länge von 68 cm und 15,0 Windungen pro Längeneinheit. Die Beobachtungen wurden an zwei Stäben von je 50 cm Länge und 0,6 bez. 0,4 cm Dicke gemacht; die Stäbe waren aus weichem, frisch ausgeglühtem Eisen.

Die Beobachtungen geschahen nun in nachstehender Reihenfolge. Bei einer bestimmten Feldstärke wurde zuerst der Werth der Nachwirkung beim Commutiren aus mehreren Ablesungen (4) bestimmt; sodann wurden ebensoviele Beobachtungen fürs Schliessen und Oeffnen und zwar bei beiden Stromrichtungen gemacht und schliesslich die Messungen fürs Commutiren wiederholt. Auf diese Weise erhielt ich ziemlich verlässliche Mittelwerthe, obwohl die absoluten Werthe bei den niederen Feldstärken ziemlich klein waren. Der Theil der Magnetometerablenkung, welcher der momentanen temporären Magnetisirung entsprach, sowie die Wirkung der Magnetisirungsspirale, wurden in passender Weise durch eine am Magnetometer angebrachte Galvanometerrolle und einen Zweig des Magnetisirungsstromes compensirt.

In den nachfolgenden Tabellen bedeutet:

H die Feldstärke in absoluten Einheiten;

A die Stellungsdifferenz der Magnetometernadel (in Scalentheilen) nach 60 Sec. im Falle des Commutirens;

1) Ewing, l. c.

N die Zunahme der Ablenkung (in Scalentheilen) von 2,8 auf 60 Sec. für diesen Fall;

N' die magnetische Nachwirkung beim Commutiren für die Zeit von 2,8 bis 60 Sec., ausgedrückt in Procenten der Gesammtmagnetisirungsänderung;

a, n, n' die entsprechenden Angaben für das Schliessen und Oeffnen des Stromes;

R den remanenten Magnetismus in Procenten des temporären. Es ist $R = 100(A - 2a)/A$.

Tabelle I.

Eisendraht, 50 cm lang, 0,6 cm dick.

	Commutiren			Schliessen und Oeffnen			
H	A	N	N'	a	n	n'	R
0,16	84	7,0	8,3	38	3,9	10,3	9,5
0,29	164	10,1	6,2	72	6,1	8,5	12,2
0.44	282	13,1	4,7	122	8,9	7,3	13,4
0,82	592	18,7	3,2	242	12,3	5,1	18,2
1,21	1000	24,1	2,4	370	15,7	4,3	26,0
1,63	1559	27,4	1,8	550	18,5	3,3	29,5

Tabelle II.

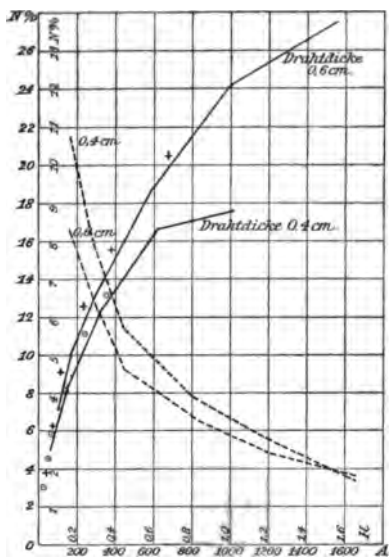
Eisendraht, 50 cm lang, 0,4 cm dick.

	Commutiren			Schliessen und Oeffnen			
H	A	N	N'	a	n	n'	R
0.16	41	4,4	10,7	18,5	2,6	14,1	9,8
0,29	82	6,4	7,8	36	4,4	12,2	12,2
0,44	144	8,2	5,7	61	5,8	9,5	14,9
0,82	322	12,2	3,8	131	8,2	6,3	18,6
1,21	615	16,5	2,7	231	11,0	4,8	24,9
1,63	1003	17,7	1,7	337	13,1	3,9	32,9

Die Daten der Tabellen sind in den Curven der Figur übersichtlich dargestellt. Die ausgezogenen Curven der Figur geben den Verlauf der absoluten Werthe der magnetischen Nachwirkung in verschiedenen Feldstärken bez. bei verschiedenen Werthen der temporären Magnetisirungsintensität beim

Commutiren des Feldes. Der absolute Werth der Nachwirkung wächst also mit der Feldstärke, doch zeigen die Curven ganz deutlich, dass er sich einem Maximum nähert. Dieses Maximum wird beim dünneren Stabe schneller erreicht als beim dickeren, was mit meinen früheren Beobachtungen[1]) übereinstimmt.

Die gestrichelten Curven geben die procentischen Werthe der Nachwirkung in verschiedenen Feldern; diese Werthe sinken sehr rasch mit der Feldstärke; bei noch höheren Feldern würden diese Curven die Abscissenaxe wohl berühren. Die durch Ringe und Kreuze markirten Punkte neben den ausgezogenen Curven entsprechen den Nachwirkungsablenkungen beim Schliessen und Oeffnen; sie sind entsprechend den zu ihnen gehörigen Gesammtablenkungen (a) eingetragen. Trotzdem sowohl die geringelten als auch die gekreuzten Punkte insgesammt etwas oberhalb der Commutirungscurven liegen, so sind die Abweichungen doch so klein, dass man sie als mit den Curven beinahe zusammenfallend bezeichnen kann.



Betrachtet man also A und a als ein Maass für die Aenderung der Magnetisirungsintensität, so kann man sagen, dass die magnetische Nachwirkung von der Grösse der Gesammtänderung abhängt und zwar in gleicher Weise, ob man diese Aenderung durch Commutiren oder Schliessen und Oeffnen hervorbringt.

Die magnetische Nachwirkung wächst ihrem absoluten Werthe nach mit der Magnetisirungsintensität, doch viel langsamer wie diese und strebt einem Maximum zu, welches wahrscheinlich viel eher erreicht wird als das Maximum der Magnetisirung.

---

1) Klemenčič, l. c.

Es wäre verlockend nach einer Formel zu suchen, die den Verlauf der Nachwirkungscurven wiedergeben würde; doch wäre eine solche Formel vielleicht noch schwieriger zu ermitteln, als jene für den Verlauf der Magnetisirung. Es dürfte jedoch nicht ohne Interesse sein, die magnetische Nachwirkung noch innerhalb weiterer Feldgrenzen zu verfolgen, als es hier geschehen konnte.

Innsbruck, Juni 1897.

10. *Ein akustisches Thermometer für hohe und niedrige Temperaturen; von G. Quincke.*

Bekanntlich sind die in Wissenschaft und Praxis gebräuchlichen Thermometer mit erheblichen Fehlerquellen belastet, welche besonders von der Verbindung des eigentlichen Thermometers mit dem Beobachtungsraume herrühren, der gewöhnliche Zimmertemperatur hat. Bei den Luftthermometern kommt die Schwierigkeit hinzu, die birnförmigen Luftbehälter aus Porzellan oder anderem feuerbeständigen Material herzustellen, das für längere Zeit bei hohen Temperaturen seine Dimensionen nicht ändert und für Gase undurchlässig ist.

Die Methode der Temperaturmessung mit dem Thermoelement ist in neuerer Zeit von Le Chatelier[1]) wieder empfohlen und durch die Untersuchungen von L. Holborn und W. Wien[2]) in der Physikalisch-technischen Reichsanstalt über die electromotorische Kraft des Thermoelementes Platin-10 proc. Rhodium-Platinlegirung wesentlich gefördert worden. Die Methode ist auch brauchbar und empfehlenswerth, sobald es sich um Temperaturmessung einer kleinen Flamme oder eines kleineren Raumes handelt, der nur durch eine kurze Strecke veränderlicher Temperatur von dem Raume mit den electrischen Messinstrumenten getrennt ist. Müssen aber die Verbindungsdrähte von dem Thermoelement im Ofen, dessen Temperatur gemessen werden soll, durch lange, oft Meter lange, Strecken von veränderlicher Temperatur nach aussen geführt werden, so stören die in diesen Verbindungsdrähten auftretenden, von G. Magnus[3]) und Sir William Thomson[4]) beschriebenen thermoelectrischen Kräfte und veranlassen Fehler

1) Le Chatelier, Journ. de physique (2) **6.** p. 26. 1887.

2) L. Holborn u. W. Wien, Wied. Ann. **47.** p. 107. 1892; **56.** p. 360. 1895.

3) G. Magnus, Pogg. Ann. **83.** p. 469. 1851.

4) W. Thomson, Math. Phys. Papers **2.** p. 270; Phil. Trans. 1856. **3.** p. 711.

die sich nicht bestimmen lassen und unter ungünstigen Verhältnissen 50° und mehr betragen sollen.

Von diesen Fehlerquellen frei ist folgende Methode, welche die Temperatur einer Luftmasse mit der Schallgeschwindigkeit in dieser Luft oder der Wellenlänge eines Tones von constanter Tonhöhe bestimmt. Die Wellenlänge wird mit einem gewöhnlichen Millimetermaassstab gemessen an einem sehr einfachen Interferenzapparat von ähnlicher Construction, wie ich ihn früher[1]) für die Interferenz directer und reflectirter Wellen beschrieben habe. Derselbe lässt sich aus Glas, Porzellan, Eisen, Thon oder anderem feuerfesten Material leicht herstellen und bequem in den Heizraum einführen. Als Tonquelle benutze ich gewöhnliche Stimmgabeln von Dr. R. König in Paris auf hölzernen Resonanzkästen, welche mit dem Violinbogen angestrichen werden, mit 250 bis 600 ganzen Schwingungen in der Secunde und Wellenlängen von 1360 bis 567 mm in Luft von mittlerer Temperatur (etwa c_1 bis e_2 der temperirten Tonleiter entsprechend).

Der Interferenzapparat besteht aus zwei geraden Röhren, der weiten *Interferenzröhre* und dem engeren Hörrohr. Die Interferenzröhre von 40—150 cm Länge und 1—5 cm Durchmesser ist an einem Ende geschlossen. In diese Interferenzröhre wird das an beiden Enden offene Hörrohr aus Glas oder Metall, oder feuerfestem Material von 1—2 m Länge, 4—6 mm innerem Durchmesser und 0,75—1,5 mm Wandstärke eingeschoben, dessen freies aus der Interferenzröhre hervorstehendes Ende durch einen schwarzen Kautschukschlauch von 120 cm Länge, 5 mm innerem Durchmesser und 2 mm Wandstärke mit dem Ohr des Beobachters durch Einstecken in den äusseren Gehörgang fest verbunden wird.

Das Hörrohr kann auf der Innenwand der horizontalen Interferenzröhre aufliegen oder durch aufgeschobene Dreiecke aus 1—2 mm dickem Metalldraht in der Axe der Interferenzröhre angebracht werden. Die Enden der Drahtdreiecke werden mit Astbestschnur umwickelt, um das kratzende Geräusch beim Verschieben des Hörrohres zu vermeiden.

Man stellt das offene Ende des Resonatorkastens der

1) G. Quincke, Pogg. Ann. **128.** p. 190 und Taf. VI. Fig. 6. 1866.

tönenden Stimmgabel vor der Mündung der Interferenzröhre auf, schiebt das Hörrohr so tief als möglich in die Interferenzröhre ein, legt neben das Hörrohr eine Millimetertheilung, zieht das Hörrohr allmählich aus der Interferenzröhre heraus und liest die Verschiebung oder die Länge a der Luftsäule zwischen Boden der Interferenzröhre und Ende des Hörrohres an der Millimetertheilung ab. Die Tonstärke ist ein Maximum, Minimum, Maximum etc., wenn die Strecke a 0, 1, 2, 3 etc. Viertelwellenlängen des betreffenden Tones beträgt. Bei einiger Uebung lässt sich a bis auf 0,5—0,1 mm genau bestimmen.

Nennt man n die Schwingungszahl der Stimmgabel, $b\,b_0$ die Schallgeschwindigkeit in Luft, $\lambda\,\lambda_0$ die Wellenlänge des Tones, $a\,a_0$ die am Millimetermaassstab gemessene Luftstrecke für dieselben Maxima oder Minima der Tonstärke bei τ^0 und 0^0, $\alpha = 1/273$ den thermischen Ausdehnungscoefficienten der Luft, so ist

$$(1) \qquad \begin{cases} n\lambda = b = b_0\sqrt{1+\alpha\tau} \\ n\lambda_0 = b_0 \end{cases}$$

und daraus durch Division

$$(2) \qquad \begin{cases} \frac{a^2}{a_0^2} = \frac{\lambda^2}{\lambda_0^2} = \frac{b^2}{b_0^2} = 1 + \alpha\tau \\ \tau = \frac{a^2 - a_0^2}{a_0^2} \cdot 273 \end{cases}$$

und angenähert

$$(3) \qquad \tau = (a - a_0)\,\frac{546}{a_0}.$$

a_0 ist nahezu 546 mm für eine halbe Wellenlänge des Tones von 300 Schwingungen in 1 Sec. bei Zimmertemperatur. Misst man also für diesen Ton die Verschiebung a und a_0 des Hörrohrs für zwei benachbarte Minima (oder Maxima) der Tonstärke bei τ^0 und τ_0^0, so giebt der in Millimetern gemessene Unterschied $a - a_0$ direct den Temperaturunterschied $\tau - \tau_0$ in Centesimalgraden.

Diese Temperaturmessung setzt nur voraus, dass die Luft zwischen dem Boden der Interferenzröhre und dem Ende des Hörrohres constante Temperatur hat. Dieselbe ist unabhängig von der Temperaturvertheilung in der übrigen Luftmasse der Interferenzröhre und des Hörrohrs und von dem absoluten

Werth der Schallgeschwindigkeit in der Interferenzröhre oder der Schwingungszahl der benutzten Stimmgabel.

Nach G. Kirchhoff[1]) ist die Schallgeschwindigkeit b in Röhren vom Durchmesser $2r$ aus der Schallgeschwindigkeit V in freier Luft durch die Gleichung zu berechnen

$$b = V\left(1 - \frac{\gamma}{2r\sqrt{\pi n}}\right),$$

wo γ eine von der inneren Reibung und der Wärmeleitung des Gases abhängige Constante bezeichnet.

Die Gl. (1) oder (2) würde also nur in aller Strenge richtig sein, wenn das Verhältniss der specifischen Wärmen bei constantem Druck und constantem Volumen, wenn Klebrigkeit und Wärmeleitung der Luft, und wenn der thermische Ausdehnungscoefficient der Luft für das Temperaturintervall von τ^0 bis 0^0 constant sind.

Wieweit diese Annahmen richtig sind, ist bis jetzt nicht bekannt und kann nur durch directe Messungen der Schallgeschwindigkeit oder Wellenlänge bei verschiedenen Temperaturen ermittelt werden. Dabei ist zu beachten, dass auch die Temperaturmessung mit dem Luftthermometer die Constanz von α für das Temperaturintervall von τ^0 bis 0^0 voraussetzt.

Ich habe das im vorstehenden beschriebene akustische Thermometer brauchbar gefunden bei Temperaturen von 100^0 bis 750^0. Höhere Temperaturen standen mir bisher nicht zur Verfügung, doch zweifle ich nicht, dass dasselbe mit Röhren aus feuerfestem Thon auch für die höchsten Ofentemperaturen der Technik wird benutzt werden können.

In der folgenden Tabelle gebe ich einige Beispiele von Messungen, die im Sommer 1896 angestellt wurden; für Nr. 1, 2, 3 und 5 von Hrn. A. Macphail im hiesigen physikalischen Institut; für Nr. 4 von mir selbst in der Chemischen Fabrik Rhenania in Stolberg bei Aachen.

Um Luftströmungen durch Dichtigkeitsunterschiede zu vermeiden, wurde bei diesen Versuchen das geschlossene Ende der Interferenzröhre etwas höher gelegt, als das offene Ende.

1) G. Kirchhoff, Ges. Abhandl. p. 554 und Pogg. Ann. **134**. p. 191. 1868.

Die ersten drei Columnen der Tabelle geben inneren Durchmesser, Länge und Wanddicke der Interferenzröhre. Das Hörrohr bestand bei den Versuchen mit gläserner Interferenzröhre ebenfalls aus Glas; bei den anderen Apparaten aus Messing.

Bei Nr. 1 war die Interferenzröhre auf einer Strecke von 75 cm von einem 4 cm weiten Glasmantel (Liebig'schem Kühler) umgeben, durch welchen Dämpfe von kochendem Wasser hindurch strömten. Die Temperatur τ wurde aus dem Barometerstande berechnet.

Bei Nr. 2 lag die Interferenzröhre aus schwer schmelzbarem Glase in einem 1 m langen Verbrennungsofen. Die Temperatur wurde gleichzeitig an sechs verschiedenen, 10 cm auseinander liegenden Stellen in der Axe der Interferenzröhre mit einem Thermoelemente Platin | 10 proc. Rhodium-Platinlegirung bestimmt. Das Thermoelement war mit den Siedepunkten von Diphenylamin und Schwefel geaicht, wie es von McCrae[1]) beschrieben worden ist, unter Berücksichtigung der von Holborn und Wien gefundenen Temperaturcoefficienten.

Bei Nr. 3 bestand die Interferenzröhre aus glasirtem Berliner Porzellan.

Bei Nr. 4 konnte ich einen Sulfatofen der Chemischen Fabrik Rhenania in Stolberg bei Aachen benutzen. Ich bestimmte die Temperatur der Chamottemuffel, welche von der Fabrikleitung zu 600° angegeben wurde.

Temperaturmessungen mit Interferenzröhre.

$2r$	l	D	n	a	τ	$a - a_0$	$\tau - \tau_0$	
							beob.	ber.
				$a = \frac{\lambda}{2}$				
				1. Glasrohr im Dampfbad.				
cm	cm	cm		mm		mm		
2,10	92	0,1	300	648,1	99,7°	79,9	80,6°	81,1°
2,10	92	0,1	300	568,2	19,1			
1,45	90	0,1	300	648,3	99,7	79,5	80,3	81,6
1,45	90	0,1	300	568,8	19,4			
1,45	90	0,1	600	321,0	99,7	38,0	80,3	78,2
1,45	90	0,1	600	283,0	19,4°			

1) Mc Crae, Wied. Ann. 55. p. 95. 1895.

$2r$	l	D	n	a	τ	$a - a_0$	$\tau - \tau_0$	
							beob.	ber.

$$a = \frac{\lambda}{4}$$

2. Schwer schmelzbares Glasrohr im Gasofen.

cm	cm	cm		mm		mm		
1,5	120	0,15	326	440,8	521,3	181,6	502,3	517,1
1,5	120	0,15	326	259,2	19			
1,5	120	0,15	512	285,0	521,3	117,0	502,3	512,8
1,5	120	0,15	512	168,0	19			

3. Porzellanrohr im Gasofen.

1,0	40	0,2	512	295,0	?	124,7		546,1
1,0	40	0,2	512	170,3	23,0			

4. Eisenrohr im Sulfatofen.

3,9	150	0,4	261	566,0	(600)	244	(580)	570,5
3,9	150	0,4	261	322,0	20			

5. Eisenrohr im Holzkohlenofen.

1,8	112	0,4	512	324,2	?	157,1		754,7
1,8	112	0,4	512	167,1	18,8			

Heidelberg, den 21. Juli 1897.

11. *Das sich selbst überlassene gedämpfte Pendel ein Analogon zum Eintritt des Lichtes in ein durchsichtiges Medium; von E. Ketteler.*

Sowie bekanntlich dem gedämpften Pendel, wenn demselben eine äussere Anregung fehlt, eine doppelte Schwingungsform eigen ist, eine periodische oder eine aperiodische, so ist auch die Lichtbewegung in durchsichtigen Medien eine andere, je nachdem die Wellen unter einem Einfallswinkel, der kleiner oder grösser ist als der Grenzwinkel der Totalreflexion, in das Medium eintreten. Anstatt nun in üblicher Weise die beiden nebeneinander möglichen und daher *co*ordinirten Fälle etwa unter Verwendung complexer Grössen rein rechnerisch ineinander überzuführen, sollen im Folgenden beide einem höheren, allgemeineren Gesetze *sub*ordinirt werden.

I. Was zunächst das Pendel betrifft, so werde angenommen, dass auf dasselbe eine äussere periodische Kraft einwirke, deren Stärke mit zunehmender Zeit abnehme. Das Gesetz dieser Kraft sei darstellbar durch den Ausdruck:

$$E\,e^{-q't}\cos(n't),$$

worin E die Amplitude, q' den Extinctionscoefficienten, $n'/2\pi$ die Schwingungszahl und t die laufende Zeit bedeuten.

Die von dieser äusseren Anregung erzwungenen Schwingungen gehorchen dann der Differentialgleichung:

$$\frac{d^2\varrho}{dt^2} = -n^2\varrho - 2q\frac{d\varrho}{dt} + E\,e^{-q't}\cos(n't), \tag{1}$$

unter ϱ den Schwingungsausschlag und unter n^2 und q Constanten verstanden.

Dieselbe wird bedingungsweise befriedigt durch den Integralausdruck:

$$\varrho = A\,e^{-q't}\cos(n't - \vartheta) \tag{2}$$

mit der Amplitude A und der Verzögerung ϑ, während Extinction und Periode der Bewegung mit denen der Anregung zusammenfallen.

Um die Bedingungsgleichung selber kennen zu lernen, hat man die erforderlichen beiden Differentiationen auszuführen und die so gewonnenen Grössen in Gleichung (1) zu substituiren. Dieselbe besteht darnach aus Gliedern, die entweder mit dem Cosinus oder mit dem Sinus der Phase multiplicirt sind. Soll diese Gleichung aber für alle Zeitmomente erfüllt sein, so zerfällt sie dementsprechend in zwei einzelne, die sich nun ohne Mühe auf die Form bringen lassen:

$$(3)\qquad \begin{cases} A = \dfrac{E}{\sqrt{[n^2 - n'^2 - q'(2q - q')]^2 + 4n'^2(q - q')^2}} \\ \operatorname{tg}\vartheta = \dfrac{2n'(q - q')}{n^2 - n'^2 - q'(2q - q')}. \end{cases}$$

Sofern darin n, q sowie $n'\ q', E$ als gegebene Grössen betrachtet werden, so lassen sich sonach A und ϑ berechnen, und die entsprechende Schwingung ist eindeutig bestimmt.

Lässt man noch q' oder n' verschwinden, so entsprechen sich insbesondere:

$$q' = 0,\ A = \frac{E}{\sqrt{(n^2 - n'^2)^2 + 4n'^2q^2}},\ \operatorname{tg}\vartheta = \frac{2n'q}{n^2 - n'^2}$$

$$n' = 0,\ A = \frac{E}{n^2 - q'(2q - q')},\qquad \operatorname{tg}\vartheta = 0.$$

Die ersteren Ausdrücke genügen bekanntlich den Schwingungen des Uhrpendels und der Galvanometernadel sowie einer Reihe akustischer und electrischer Resonanzerscheinungen.

Dies vorausgesetzt, möge dem Pendel jetzt plötzlich die äussere Anregung entzogen werden, sodass es von da ab sich selber überlassen bleibe.

Für die jetzige Bewegung wird sonach:

$$(4)\qquad E = 0.$$

Da alsdann die Schwingungsamplitude unter der Form $A = {}^0/_0$ erscheinen wird, der Nenner des ersten der Ausdrücke (3) aber eine Summe von zwei Quadraten ist, so werden die beiden Gleichungen bestehen:

$$n^2 - n'^2 - q'(2q - q') = 0,\quad 2n'(q - q') = 0,$$

und so erhält auch der Phasenunterschied die unbestimmte

Form $\operatorname{tg}\vartheta = {}^{0}/_{0}$. Aus vorstehenden Bedingungen leitet sich endlich ab:

$$(5) \qquad \begin{cases} q' = q \pm \sqrt{n'^2 - n^2 + q^2} \\ (q' - q)n' = 0. \end{cases}$$

Diese Gleichungen gestatten nun zweierlei Lösungen. Denken wir uns der Anschaulichkeit wegen den Quotienten q/n als eine Variable und untersuchen nacheinander die beiden Intervalle, für welche $q/n < 1$, bez. $q/n > 1$ ist.

1. Dem ersten Intervall entspricht die Annahme $q' - q = 0$, woraus dann folgt:

$$q' = q$$
$$n'^2 = n^2 - q^2,$$

und demgemäss wird der Integralausdruck (2):

$$(6\,a) \qquad \varrho = A\, e^{-qt} \cos(\pm\sqrt{n^2 - q^2}.\, t - \vartheta).$$

2. Für das zweite Intervall hat man zu setzen:

$$n' = 0$$
$$q' = q \pm \sqrt{q^2 - n^2}.$$

Der Integralausdruck wird dann:

$$(6\,b) \qquad \varrho = A\, e^{-(q \pm \sqrt{q^2 - n^2})t} \cos(-\vartheta).$$

Man erhält daher schliesslich die allgemeinen Integrale:

$$\varrho = e^{-qt}\left[\mathfrak{A}\cos(+\sqrt{n^2 - q^2}.\, t - \alpha) + \mathfrak{B}\cos(-\sqrt{n^2 - q^2}.\, t - \beta)\right]$$

$$\varrho = e^{-qt}\left[\mathfrak{C}\, e^{+\sqrt{q^2 - n^2}.\, t} + \mathfrak{D}\, e^{-\sqrt{q^2 - n^2}.\, t}\right].$$

II. Bei der Aufstellung der Bewegungsgleichungen des Lichtes kommen zweierlei Theorien in Betracht, die elastische und die electromagnetische. Ich werde hier die von mir gefundenen Gleichungen [1]) hinschreiben, indess mit dem ausdrücklichen Bemerken, dass dieselben in ihren einzelnen Resultaten völlig mit den Helmholtz'schen übereinstimmen.

Demgemäss bestehen für ein beliebiges absorbirendes und dispergirendes isotropes Medium, entsprechend den drei Coordinatenaxen, drei Paare von zusammengehörigen Gleichungen von der Form:

$$1. \quad m\frac{\partial^2 \varrho}{\partial t^2} = \mathfrak{e}\,\Delta_2\,\varrho + \mathfrak{b}\,m'\,\varrho', \quad \frac{\partial^2 \varrho}{\partial t^2}\,C + \frac{\partial^2 \varrho'}{\partial t^2} = -\mathfrak{k}'\,\varrho' - \mathfrak{g}'\frac{\partial \varrho'}{\partial t}.$$

1) Vgl. Ketteler, Wied. Ann. 53. p. 823. 1894.

Darin bedeuten ϱ, ϱ' die Ausschläge der zusammenchwingenden Aether-, bez. Körpertheilchen zur Zeit t, ferner n, m' ihre bez. Massen und e, b, f', g' sind Constanten.

Wählt man ein Coordinatensystem, dessen Z-Axe auf der ebenen) Eintrittsfläche des Lichtes senkrecht steht, und für welches die Wellennormale in die XZ-Ebene hineinfällt, so genügen ihnen die Integralausdrücke:

$$2. \quad \begin{cases} \varrho = \mathfrak{A}\, e^{\frac{-2\pi}{\lambda} x z} \cos(\varphi - \chi), \quad \varrho' = \mathfrak{A}'\, e^{\frac{-2\pi}{\lambda} x z} \cos(\varphi - \chi') \\ \varphi = 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{\mu x + n_1 \sin e\, x}{\lambda} \right), \end{cases}$$

worin $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{A}'$ die Amplituden, χ und χ' die Verzögerungen bedeuten, sämmtlich axial verschieden. Es bezeichnet ferner λ die Wellenlänge, n_1 den Brechungsexponenten des als durchsichtig angenommenen Ausgangsmediums und e den Einfallswinkel in demselben. $\varkappa$ ist der Absorptionscoefficient; der Eintrittswinkel (Brechungswinkel) heisse $\mathfrak{r}$ und der Brechungsexponent ν. Beide sind dann mit der Grösse μ durch die Gleichungen verbunden:

$$n_1 \sin e = \nu \sin \mathfrak{r}, \quad \mu = \nu \cos \mathfrak{r} = \sqrt{\nu^2 - n_1 \sin^2 e}.$$

Führt man vorstehende Integralausdrücke in die Differentialgleichungen ein, so erhält man nach bekanntem Verfahren die simultanen Bedingungsgleichungen:

$$\nu^2 - \varkappa^2 = f(\lambda), \quad 2\nu\varkappa \cos \mathfrak{r} = F(\lambda),$$

und haben die hier angedeuteten beiden Functionen von λ bei Helmholtz und mir eine identische Form. Sind ferner ν_0, $\varkappa_0$ Refractions- und Absorptionscoefficient für senkrechte Incidenz, so muss auch sein:

$$3. \quad \begin{cases} \nu^2 - \varkappa^2 = \nu_0^2 - \varkappa_0^2 \\ 2\nu\varkappa \cos \mathfrak{r} = 2\nu_0 \varkappa_0. \end{cases}$$

Diese zuerst von mir aufgestellten[1]) und heute von allen Theorien anerkannten Beziehungen dürfen als die Hauptgleichungen der absorbirenden Medien, bez. der Metallreflexion bezeichnet werden. Man leitet aus ihnen in einfacher Weise ab:

1) Vgl. Ketteler, Theor. Optik, p. 126 u. 199. Braunschweig 1885.

$$(5)\quad \begin{cases} 2\mu^2 = \sqrt{(\nu_0^2 - \varkappa_0^2 - n_1^2 \sin^2 e)^2 + 4\nu_0^2\varkappa_0^2} + (\nu_0^2 - \varkappa_0^2 - n_1^2 \sin^2 e) \\ 2\varkappa^2 = \sqrt{(\nu_0^2 - \varkappa_0^2 - n_1^2 \sin^2 e)^2 + 4\nu_0^2\varkappa_0^2} - (\nu_0^2 - \varkappa_0^2 - n_1^2 \sin^2 e) \\ 2\nu^2 = \sqrt{(\nu_0^2 - \varkappa_0^2 - n_1^2 \sin^2 e)^2 + 4\nu_0^2\varkappa_0^2} + (\nu_0^2 - \varkappa_0^2 + n_1^2 \sin e). \end{cases}$$

Wie hieraus erhellt, verlaufen die Schwingungsausdrücke der absorbirenden Medien bei Zunahme des Einfallswinkels e in völlig stetiger Weise.

Im Folgenden soll nun stets ein Ausgangsmedium gewählt werden, für welches $n_1 > \nu_0$.

Dies vorausgesetzt, möge jetzt dem betrachteten Mittel durch plötzliches Aufheben der Reibung die Eigenschaft völliger Durchsichtigkeit ertheilt werden, indem man nämlich annimmt, dass:

4. $$\varkappa_0 = g' = 0.$$

Wir unterscheiden dann wieder ein doppeltes Intervall:

1. Für das Intervall zwischen den Grenzen $n_1 \sin e = 0$ und $n_1 \sin e = \nu_0$ geben die Ausdrücke (5) die Werthe:

$$\mu = \sqrt{\nu_0^2 - n_1^2 \sin^2 e}$$
$$\varkappa = 0$$
$$\nu = \nu_0$$
$$(\chi = 0,)$$

und entsprechend werden die Schwingungsausschläge (2) beispielsweise:

$$(6a)\qquad \varrho = \mathfrak{A} \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{\nu_0 (x \cos \mathfrak{r} + x \sin \mathfrak{r})}{\lambda} \right).$$

2. Dagegen liefert das zweite Intervall zwischen den Grenzen $n_1 \sin e = \nu_0$ und $n_1 \sin e = n_1$ die Werthe:

$$\mu = 0$$
$$\varkappa = \sqrt{n_1^2 \sin^2 e - \nu_0^2}$$
$$\nu = n_1 \sin e$$
$$\chi = \chi$$

und dazu die Schwingungsausdrücke in der Form:

$$(6b)\qquad \varrho = \mathfrak{A} e^{\frac{-2\pi}{\lambda} z \sqrt{n_1^2 \sin^2 e - \nu_0^2}} \cos \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x n_1 \sin e}{\lambda} \right) - \chi \right].$$

Will man noch einen Schritt weiter gehen und auch die Schwächungscoefficienten der Spiegelung und Brechung in den Kreis der Betrachtung hineinziehen, so ist zu beachten, dass die vor Jahren[1]) von mir aufgestellten Uebergangsbedingungen:

$$\xi_1 = \xi_2, \quad \eta_1 = \eta_2$$

$$\left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{\partial \xi}{\partial z}\right)_1 = \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{\partial \xi}{\partial z}\right)_2, \quad \left(\frac{\partial \eta}{\partial z} - \frac{\partial \zeta}{\partial y}\right)_1 = \left(\frac{\partial \eta}{\partial z} - \frac{\partial \zeta}{\partial y}\right)_2$$

wieder völlig mit denen der electromagnetischen Theorie:

$$\xi_1 = \xi_2, \quad \eta_1 = \eta_2; \quad \alpha_1 = \alpha_2, \quad \beta_1 = \beta_2$$

zusammenfallen. In letzteren bedeuten dann nämlich ξ, η die Componenten der electrischen Kraft und α, β die der magnetischen Kraft parallel der Trennungsfläche. Es ergeben sich aus diesen Gleichungen für die Metallreflexion und Metallrefraction Ausdrücke, welche mit denen von Cauchy, Drude und Helmholtz absolut identisch sind. Führt man auch in sie die Werthsysteme der Gleichungen (4) und (5) ein, so erhält man sofort die einander *co*ordinirten Fresnel'schen Formeln für die gewöhnliche und totale Reflexion etc., sofern diese letzteren sich eben den allgemeineren Gesetzen der absorbirenden Medien *sub*ordiniren.

* * *

Demnach besteht für die Wellen der durchsichtigen Medien bei Zunahme des Einfallswinkels eine ganz ähnliche Discontinuität in der Form der Schwingungen wie für die Oscillationen eines sich selbst überlassenen Pendels bei Zunahme der dämpfenden Kraft. Beide Probleme hier in möglichst parallell gehaltener Darstellung zum Vergleich zu bringen, schien mir eine nicht ganz undankbare Aufgabe.

Münster i/W., den 2. Juni 1897.

---

[1]) Vgl. Ketteler, l. c. p. 150.

12. *Ueber die Erregung stehender Wellen durch electrische Funkenentladungen; von F. Melde.*

1. Das Experiment mit dem electrischen Glockenspiel, wobei zwei an einem Seidenfaden aufgehangene Metallkügelchen zwischen je einem seitlichen Glöckchen und dem dritten mittleren Glöckchen Pendelbewegungen ausführen, führt zu weiteren Consequenzen, wobei insbesondere bei Fäden, Metallsaiten, Metalllamellen stehende Wellenbewegungen erzeugt werden, welche immerhin interessant sind und wobei sich zeigt, dass diese Bewegungen nicht bloss, wie gewöhnlich, durch den electrischen Strom mittels der Electromagnete, sondern auch durch statische Funkenentladungen dauernd und regelmässig erhalten werden können. Um für unsere jetzigen Experimente die Bedingungen zu ihrem Gelingen zu erkennen, lässt sich der Versuch mit einem einfachen Pendel zwischen zwei entgegengesetzten Polen einer Influenzmaschine verschiedentlich modificiren. An einem horizontalen Glasstabe verschieben sich zwei Messingschieber mit den entsprechenden Metallarmen, die an den Enden bald Spitzen, bald Kugeln, bald kreisrunde Scheiben als Polenden tragen können. Zwischen solchen Polenden befindet sich eine an Seidenfäden keilförmig-bifilar aufgehängte Metallkugel. Lässt man sie zwischen *Spitzen* hängen und versucht sie in Pendelbewegung zu versetzen, so wird diese durch die electrischen Entladungen *nicht* unterhalten. Denn aus den Spitzen strömt Electricität auf die Kugel aus und wenn diese auch im Anfang von einer Spitze abgestossen wird, so wird sie durch das Ausströmen der entgegengesetzten Electricität aus der anderen Spitze, schon ehe sie diese Spitze erreicht, neutralisirt. Das Ausströmen der Electricitäten aus beiden Spitzen macht hiernach die Spitze dauernd neutral und hat diese daher keine Neigung in eine Pendelbewegung zu gerathen. Diese Unmöglichkeit, eine Pendelbewegung zu erhalten, tritt auch ein, wenn man die Kugel zwischen zwei kreisrunde Polplatten hängt und diese so stellt, dass die erstere zwischen zwei *Rändern* der Platten pendeln müsste,

weil auch aus diesen Rändern die Electricitäten auf die Kugel schon aus der Entfernung ausströmen.

Stellt man die eine Platte so, dass die Pendelkugel bei ihrer Bewegung den Mittelpunkt der Scheibe trifft, bei der anderen Platte dagegen deren Rand, so tritt eine dauernde Pendelbewegung ein, die sich leicht erklären lässt. Am leichtesten und am intensivsten wird aber die Pendelbewegung erhalten, wenn die Pendelkugel beide Scheiben in ihrem *Centrum* erreichen kann.

Das Tempo der Schwingungen hängt offenbar von der Menge der Electricitäten ab, die auf den beiden Platten sich befindet, sodann aber auch wesentlich von der Entfernung der Platten, sodass die ganze Bewegung der Kugel und mit ihr die Bewegung des Fadens als eine theilweise erzwungene aufgefasst werden muss.

2. Für die jetzt zu beschreibenden Fadenschwingungen ergiebt sich nun nach dem, was soeben in Kürze auseinandergesetzt wurde, die Anordnung der Versuche ohne Schwierigkeit. An die Stelle unserer isolirt aufgehangenen Pendelkugel soll ein fadenförmiger Körper, isolirt befestigt, treten. Daraus folgt, dass wir Metalldrähte, Metallfäden etc. zu verwenden haben, die an ihren Enden isolirt befestigt und entsprechend in ihrer Spannung verändert werden können. Ich mache es so, dass der Faden in horizontaler Lage an einem Ende mit einer in einem Hartgummiklötzchen befindlichen Klemme festgeklemmt und am anderen Ende durch einen Wirbel, auch in einem Hartgummiklötzchen drehbar, gespannt werden kann. Die Länge des Fadens kann eine sehr beträchtliche sein und verwende ich Fäden von sieben und mehr Metern Länge. Als Fäden eignen sich sehr die in den Stickereiläden unter dem Namen „Goldfrisé“ oder auch „japanisches Gold“ zu findenden Fäden. Aber auch dünne Metallsaiten können verwendet werden.

3. Die electrischen Entladungen zwischen den Polkugeln wurden nun mit einer 20scheibigen Toepler'schen Influenzmaschine erzielt, die aber auch durch eine zweischeibige oder auch eine kleinere Holtz'sche Maschine vertreten werden kann, falls man eben geringere Electricitätsmengen haben will. Die Polkugeln mit einem Durchmesser von 26 mm werden

dann auf einer *verticalen* Glassäule in bestimmter, gegenseitiger Entfernung festgestellt. Mitten zwischen ihnen durch läuft der Goldfaden. Bei einer Länge des Fadens von 8 m kann man die Kugeln, falls jener der ganzen Länge nach seine Grundschwingung ausführen soll, immerhin bis auf 6—8 cm von dem Faden entfernen. Ist die Maschine in Thätigkeit, so biegt man mit einem Federchen den Faden nahe genug nach einer Polkugel hin, damit ein Funke nach dem Faden hin überspringen kann, dieser schwingt dann nach der anderen Kugel hin und bald wird man die stehende Bewegung des Fadens eintreten sehen, die beliebig lange Zeit hindurch, falls die Maschine weiter gedreht wird, unterhalten werden kann. Die richtige Entfernung der Polkugeln vom Faden wird man bald erfahren.

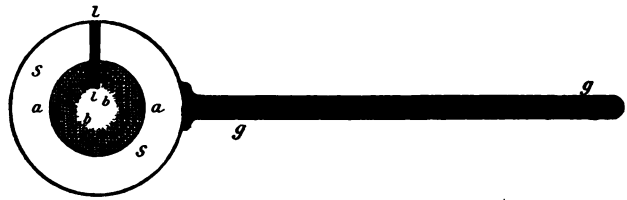


Fig. 1.

Nun kommt es darauf an, die 2., 3., 4. etc. *Oberschwingung* des Fadens einzuleiten. Hierbei beachte man folgendes. Zweifellos ist der Vorgang der Funkenentladung nicht ein so streng genau periodischer als wie die Stromunterbrechungen bei meinem electrischen Stimmgabelapparat[1]), wobei ein Electromagnet die continuirliche Schwingung einer Stimmgabel veranlasst, an deren einem Zinkenende das eine Ende eines horizontal ausgespannten Fadens befestigt ist. Es wird deshalb bei der Funkenentladung der statischen Electricität von Vortheil sein, wenn man die Bildung eines oder zweier Knotenpunkte durch einen zweckmässig construirten *Dämpfer* begünstigt. Ich habe mir nun für diese meine Versuche äusserst zweckmässige Dämpfer construirt, von denen ich einen durch die Fig. 1 genau versinnlichen kann. Man nimmt ein niedriges, kreisrundes, sogenanntes Pillenschächtelchen *S S* von z. B. 12 mm Höhe und 45 mm Durchmesser. Mittels eines scharfen Locheisens schlägt man

1) Vgl. F. Melde, Wied. Ann. **24.** p. 504. 1885.

in den Deckel und ebenso in den Boden des Schächtelchens je ein kreisrundes Loch *aa* von ca. 24 mm Durchmesser. Sodann schneidet man sich aus einem Pack Baumwolle einige Lagen kreisrund heraus, sodass mit ihnen das Schächtelchen ziemlich dicht ausgefüllt werden kann. Dann schliesst man das Schächtelchen, kittet mittels Siegellack das Deckelchen mit dem zweiten Theil vom Schächtelchen fest zusammen und schlägt sodann mit einem zweiten scharfen Durchschlag in die Baumwolle ein Loch *bb* mit einem Durchmesser von ca. 11 mm; sodann brennt man mittels eines glühend gemachten Strickstocks quer durch das Schächtelchen und die Baumwolle einen Schlitz *ll* und kittet zuletzt an den Rand des Schächtelchens einen Stiel *gg* von Hartgummi, an welchem man den ganzen Dämpfer irgend wie in einem Stativ festklemmen kann. Diesen Dämpfer kann man nun so stellen, dass er an einen Knoten der zu erreichenden Aliquotschwingung des Fadens zu stehen kommt, falls vorher der letztere durch den Schlitz *ll* in die innere Höhlung der Baumwolle hineingebracht wurde. Wer den Versuch wiederholt, wird die Erfahrung machen, dass ein solcher Dämpfer in ausgezeichneter Weise seinen Zweck erfüllt.

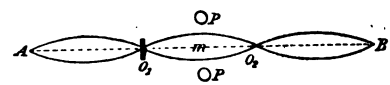


Fig. 2.

4. Soll nun der Faden z. B. die 3. Oberschwingung ausführen, so stellt man die Polkugeln *PP* in der Mittelebene des Fadens (oder noch besser in einem $^1/_6$ von *A* gerechnet), also bei *m* auf und ebenso einen Dämpfer links in einem Drittel vom linken Fadenende bei o_1 so ein, wie die Fig. 2 andeutet. Sobald die Funken auf den Faden überspringen, und die Entfernung der Kugeln vom Faden entsprechend regulirt ist, wird man die gewünschte Aliquotschwingung bald eintreten sehen, wobei sich dann der Knoten o_2 ganz frei bildet.

Ebenso leicht ist es, den Faden in die 4. Oberschwingung zu versetzen. Die Kugeln kommen dann, z. B. von *A* aus nach rechts gerechnet, in $^1/_8$ der Fadenlänge, der eine Dämpfer in $^1/_4$ von *A* und der zweite in *m* zu stehen. Der dritte Knoten in $^3/_4$ von *A* aus kommt dann völlig frei zu Stande, oft aber erzielt man diese Schwingung auch schon mit *einem* Dämpfer in $^1/_4$ der Länge.

So fortfahrend wird man noch höhere Aliquotschwingungen herausbringen, ohne dass man die Zahl der Dämpfer über zwei zu vermehren hätte. Je höher die Ordnungszahl der Oberschwingung ist, desto näher müssen die Polkugeln an den Faden heran.

5. Die Schwingungen des Fadens dauern solange als die Influenzmaschine gedreht wird. Man kann aber leicht den Versuch in der Weise verändern, dass man mit der Maschine zunächst eine grosse Leydener Flasche ladet und diese dann durch den schwingenden Faden successiv entladen lässt. Je grösser dann die Capacität der Flasche ist, desto länger dauert die Zeit der successiven Entladung. Unser Marburger Institut besitzt als eine Anschaffung von R. H. A. Kohlrausch aus dem Jahre 1853 eine werthvolle grosse Batterie von 50 Flaschen mit einer Gesammtbelegung von zweimal 3,4 qm. Mittels der 20 scheibigen Maschine kann diese Batterie schon bei etwa 8—10 Umdrehungen vollständig geladen werden und dauert die successive Entladung, nachdem man zu drehen aufgehört hat, dann etwa eine Minute, ein Versuch, der sicherlich auch als ein interessantes Vorlesungsexperiment angesehen werden kann, bei dem nicht bloss die successive Entladung einer Batterie, sondern gleichzeitig auch eine Aliquotschwingung eines Fadens in grossem Maassstabe vorgeführt wird.

Ausser Fäden lassen sich auch Metalllamellen, die an einem Ende eingeklemmt sind, in stehende Schwingungen versetzen; ich habe mich jedoch mit diesen Schwingungen nicht weiter beschäftigt. Membranen in solche Schwingungen zu bringen, ist mir nicht gelungen, da bei ihnen die Elongationsweiten nicht gross genug sind. Flüssigkeitsmembranen zerreissen sofort beim Ueberspringen der Funken.

Marburg, im Juni 1897.

13. *Ueber magnetische Susceptibilität und Atommagnetismus; von G. Jäger und St. Meyer.*

Angeregt durch die Arbeiten des Herrn G. Wiedemann[1]) haben wir nach der in den Wiener Berichten[2]) eingehend beschriebenen Methode die Magnetisirungszahlen und deren Abhängigkeit von der Temperatur für Wasser und Lösungen der Chloride, Sulfate und Nitrate von Eisen, Kobalt, Nickel und Mangan untersucht.

Es sei erwähnt, dass unser Apparat eine Verbesserung der Quincke'schen[3]) Manometermethode repräsentirt, indem wir nicht direct die Steighöhen ablasen, sondern den Ueberdruck maassen, welcher erforderlich war, den Meniscus nach Erregung des Magnetismus wieder in seine ursprüngliche Stellung zu bringen.

Dieser Druck wurde an der Volumänderung gemessen, die man einem weiten Gefäss, in welches der dem Magneten abgewandte Schenkel des U-Rohres auslief, ertheilen musste.

Die Herstellung der Volumänderung erfolgte durch Aenderung des Quecksilberstandes in einer mit dem weiten Gefäs verbundenen Capillarröhre, die gleichzeitig die Ablesung ermöglichte. Zur genauen Einstellung des Meniscus auf seinen ursprünglichen Stand wurde ein Mikroskop benutzt. Das weite Gefäss war behufs Constanterhaltung seiner Temperatur mit Eis umgeben.

Der magnetische Druck p bestimmt sich aus der Formel $p = -Pv/V$, worin P den äusseren Luftdruck, V das grosse Luftvolumen, v die Volumänderung in der Capillarröhre bedeutet. Wie man sieht, lässt sich durch passende Wahl der Capillare und des weiten Luftgefässes die Genauigkeit der Methode innerhalb weiter Grenzen den jeweiligen Bedürfnissen anpassen.

---

1) G. Wiedemann, Pogg. Ann. **126.** p. 8. 135 u. 177.

2) G. Jäger u. St. Meyer, Sitzungsber. d. k. k. Akad. d. Wiss. zu Wien (2) **106.** 1897.

3) Quincke, Wied. Ann. **24.** p. 347.

Wir erzielten auf diese Weise Messungen, welche durchschnittlich um höchstens 1 Proc. von ihren Mittelwerthen abweichen.

Die Untersuchungen an Wasser ergaben folgende Resultate.

Tabelle 1.

Mittel	T	$M^2 . 10^{-6}$	$- \varkappa . 10^6$	Mittel
2,4°	2,4°	304	0,652	0,652
	14,0	107	0,597	
14,3	13,9	156	0,643	0,632
	15,0	231	0,652	
	14,3	304	0,638	
52,8	52,8	303	0,580	0,580
	89,5	107,5	0,539	
88,9	89,5	155	0,577	0,561
	88,8	230	0,572	
	87,9	304	0,558	

In dieser Tabelle bedeuten T die Temperatur in Celsiusgraden, M die Feldstärke in absoluten Einheiten, $\varkappa$ die Magnetisirungszahl.

Giebt man den aus den grössten Ausschlägen gewonnenen Zahlen ein entsprechend höheres Gewicht, so lässt sich der Gang des $\varkappa$ mit der Temperatur durch die Gleichung darstellen:

$$\varkappa = - 0{,}647 (1 - 0{,}00164\, t) . 10^{-6} [\text{C. G. S.}]$$

Wir erhielten also im Gegensatze zu früheren Beobachtern eine ausgesprochene Abnahme des diamagnetischen Verhaltens des Wassers mit steigender Temperatur.

Eine Abhängigkeit von der Feldstärke konnte nicht gefunden werden.

Der absolute Werth der Magnetisirungszahl liegt in der Mitte der bisher gemachten Angaben.

In den folgenden Tabellen geben wir die Mittelwerthe der Magnetisirungszahlen für die von uns untersuchten Lösungen. Es bedeuten hier g-Mol. den Gehalt der Lösung an Gramm-Molecülen des wasserfreien Salzes, T die Temperatur in Celsiusgraden, $\varkappa$ den Susceptibilitätscoefficienten und ε den Temperatur-

)efficienten. Die angeführten Mittelwerthe beziehen sich auf .er verschiedene Feldstärken zwischen rund 10000 und 18000). G. S.]. Es ist erlaubt dieses Mittel zu bilden, da sich die [agnetisirungszahl als unabhängig von der Feldintensität erwies.

Tabelle 2.

Eisen.

Salze	g-Mol.	T	$\varkappa . 10^6$	s
Eisenchlorid ($FeCl_3$)	3,62	1,7°	44,23	−0,00252
		11,4	42,68	
		53,7	37,93	
		81,9	35,18	
	2,23	2,1	29,27	−0,00219
		12,2	28,56	
		32,2	27,27	
		50,1	26,15	
		70,1	24,88	
		88,7	24,06	
	1,76	3,1	22,41	−0,00254
		16,8	21,66	
		34,1	20,66	
		53,0	19,41	
		71,8	18,43	
		89,6	18,15	
	1,31	3,6	16,11	−0,00232
		15,0	15,46	
		35,1	14,93	
		52,0	14,14	
		70,9	13,69	
		89,1	12,99	
	0,79	2,4	9,58	−0,00290
		12,0	9,25	
		36,5	8,50	
		54,4	7,97	
		71,6	7,66	
		91,4	7,03	
	0,40	13,0	3,87	−0,00274
		55,5	3,43	
		80,0	3,08	

Salze	g-Mol.	T	$\varkappa . 10^6$	ε
Ferrosulfat ($FeSO_4$)	1,09	2,3°	14,24	
		43,9	12,57	−0,00258
		80,3	11,38	
	0,88	3,2	10,43	
		15,0	10,04	
		54,0	8,93	−0,00251
		80,8	8,34	
	0,53	2,4	6,08	
		44,2	5,28	−0,00315
		80,1	4,60	
	0,28	2,9	2,66	
		44,8	2,38	−0,00278
		81,1	2,14	
Eisennitrat $\frac{1}{2}[Fe_2(NO_3)_6]$	1,88	3,2	21,28	
		44,9	18,70	−0,00290
		83,3	16,46	
	0,96	2,0	10,47	
		44,3	9,14	−0,00287
		83,7	8,02	

Tabelle 3.

Mangan.

Salz	g-Mol.	T	$\varkappa . 10^6$	ε
Manganochlorid ($MnCl_2$)	3,55	1,5°	54,69	
		15,0	52,40	−0,00260
		55,7	46,64	
		86,2	43,08	
	2,25	2,3	34,13	
		48,8	29,85	−0,00259
		85,5	26,94	
	1,08	2,3	16,54	
		50,2	14,44	−0,00263
		82,0	13,09	
Manganosulfat ($MnSO_4$)	2,01	2,0	30,82	
		18,0	29,07	−0,00281
		54,5	26,50	
		82,0	24,49	

Salze	g-Mol.	T	$\varkappa . 10^6$	ε
Manganosulfat ($MnSO_4$)	1,00	2,9°	14,91	−0,00266
		45,6	13,13	
		83,2	11,87	
Manganonitrat [$Mn(NO_3)_2$]	1,58	2,9	23,27	−0,00287
		18,6	22,08	
		55,5	19,71	
		81,9	17,94	
	0,77	3,3	11,38	−0,00311
		46,9	9,69	
		82,2	8,66	

Tabelle 4.

Kobalt.

Salze	g-Mol.	T	$\varkappa . 10^6$	ε
Kobaltchlorür ($CoCl_2$)	2,02	2,3°	21,57	−0,00238
		14,5	20,76	
		51,6	18,89	
		83,0	17,48	
	1,06	1,9	10,85	−0,00281
		16,5	10,32	
		53,2	9,37	
		80,8	8,45	
Kobaltsulfat ($CoSO_4$)	1,75	2,2	15,65	−0,00247
		16,5	14,98	
		55,5	13,56	
		82,7	12,51	
	1,03	3,1	8,41	−0,00250
		47,5	7,38	
		87,8	6,68	
Kobaltnitrat [$Co(NO_3)_2$]	2,03	2,3	21,22	−0,90254
		14,0	20,13	
		49,3	18,55	
		80,8	16,89	
	1,00	1,9	10,12	−0,00251
		14,5	9,45	
		53,8	8,45	
		81,8	7,74	

Tabelle 5.

Nickel.

Salze	g-Mol.	T	$\varkappa . 10^6$	ε
Nickelchlorür ($NiCl_2$)	1,97	2,3°	9,73	−0,00272
		14,3	9,44	
		54,2	8,50	
		79,9	7,76	
	1,07	2,0	4,57	−0,00272
		46,0	3,94	
		81,0	3,59	
Nickelsulfat ($NiSO_4$)	1,92	2,2	7,12	−0,00278
		14,5	6,91	
		54,5	6,15	
		81,9	5,54	
	1,00	2,7	3,20	−0,00305
		15,3	2,96	
		55,2	2,72	
		82,2	2,40	
Nickelnitrat [$Ni(NO_3)_2$]	2,47	2,1	10,94	−0,00233
		13,5	10,59	
		51,6	9,60	
		82,0	8,90	
	1,21	2,6	4,78	−0,00322
		15,4	4,59	
		55,9	3,97	
		80,4	3,62	

Die beigegebene Fig. 1 liefert eine graphische Darstellung der Abhängigkeit des $\varkappa$ vom Moleculargehalte der Lösungen bei 17,5° C. Wir erkennen daraus, dass bloss der Metallgehalt für die Grösse der Magnetisirungszahl maassgebend ist, indem wir für Chloride, Sulfate und Nitrate für gleiche Concentrationen dieselben Werthe erhalten. Alle Curven sind gerade Linien, welche vom Werthe des reinen Wassers ihren Ausgang nehmen.

Aus diesen Geraden gewannen wir den Atommagnetismus der Metalle, indem wir den Einfluss des Wassers derart eliminirten, dass wir zur Geraden des Salzes eine zweite vom Null-

punkte ausgehende zogen, welche bei einer Concentration, die dem reinen Salze entspräche, die erste schneiden würde.

Die absoluten Werthe von $\varkappa . 10^6$ für ein Gramm-Atom des Metalles sind gleich:

Nickel 4,95 = 2.(2,5) C. G. S. Eisen 12,5 = 5.(2,5) C. G. S.
Kobalt 10,0 = 4.(2,5) C. G. S. Mangan 15,0 = 6.(2,5) C. G. S.

Diese in Fig. 2 dargestellten Ergebnisse liefern ein auffallendes Resultat.

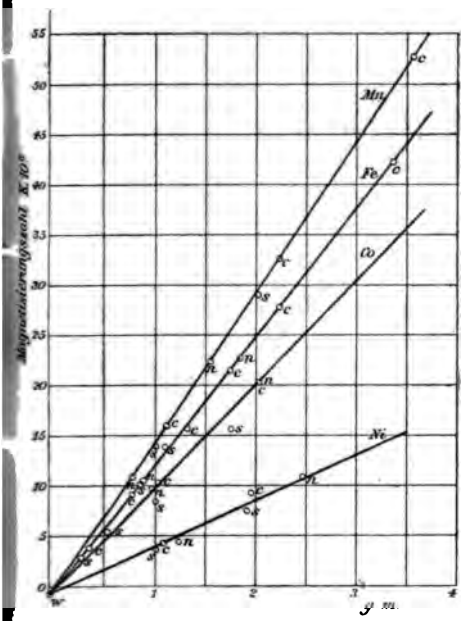


Fig. 1.

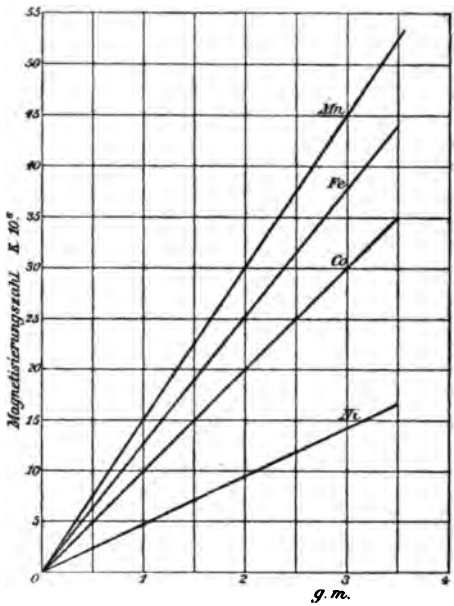


Fig. 2.

Es verhalten sich nämlich die Atommagnetismen von Nickel, Kobalt, Eisen und Mangan genau wie 2 : 4 : 5 : 6. Diese in die Augen springende Gesetzmässigkeit legt den Schluss nahe, dass sich auch noch Metalle finden, welche die natürliche Zahlenreihe ergänzen. In der That zeigt ein Vergleich unserer Messungen mit jenen Quincke's, dass sich das Chrom zwischen Nickel und Kobalt einfügt.

Eine einfache Zahlenbeziehung wurde schon von G. Wiedemann erkannt, indem er aus seinen relativen Werthen

erschloss, dass der Atommagnetismus der genannten vier Metalle sich verhält wie

$$a : a + b : a + \frac{3}{2} b : a + 2b .$$

Diese Formel ist nach unseren Resultaten dahin zu vereinfachen, dass $a = b$ angenommen werden muss.

Es erscheint uns nicht uninteressant, obige Reihe festgestellt zu haben und wir behalten es einer weiteren Untersuchung vor, ob es in der That Metalle giebt, die sich genau an erster und dritter Stelle einreihen lassen, da in diesem Falle die paramagnetischen Elemente auf eine kleine gesetzmässige Zahl beschränkt wären.

Durch unsere Untersuchungen wird somit neuerlich bestätigt, dass dem bereits durch Hrn. G. Wiedemann festgestellten Atommagnetismus eine grundlegende Bedeutung zukommt und dass derselbe möglicherweise ein ganz neues Licht auf das magnetische Verhalten der Elemente zu werfen geeignet ist.

Wien, k. k. physikalisches Institut, Juni 1897.

14. *Zur Weiterbildung der invers electrisch-ähnlichen hydrodynamischen Erscheinungen; Uebergang von statischen zu dynamischen;* von *C. A. Bjerknes.*

Indem ich mit meinem Glückwunsch für den hochverehrten Jubilar meinen Beitrag zum Festhefte seiner Annalen übersende, muss zuerst hervorgehoben werden, dass was ich bringe, allein einige orientirende Bemerkungen sind bez. eine Reihe von mechanischen Erscheinungen, die doch in innigen Berührungen mit gewissen physischen stehen.

Ich hatte beabsichtigt, die analytischen Formeln mitzutheilen, welche den hauptsächlich späteren, in gewissen Stücken doch auch vorauseilenden, hydrodynamischen Nachahmungen galvanisch-ähnlicher Kraftactionen zu Grunde gelegen haben. Von einer mathematischen Deduction oder von eingehenden Beschreibungen konnte selbstverständlich nicht die Rede sein.

Es zeigte sich aber, dass mit dem eng begrenzten Raume in einer Festschrift sich auch ein solches Ziel nicht auf befriedigende Weise erreichen liess; und um so mehr, weil auf diesem wenig betretenen Arbeitsgebiete so vieles noch nicht der Oeffentlichkeit vorgelegt worden ist. Das Folgende ist deswegen nur als eine einleitende Behandlung des Gegenstandes anzusehen.

Statisch-electrisch und magnetisch-ähnliche Erscheinungen waren seit längst nachgemacht, sodass ein umgekehrtes Bild der entsprechenden Naturerscheinungen entstand. Und hierdurch wurde die Frage veranlasst, ob nicht auch die galvanischen sich in demselben Sinne nachbilden liessen. In zwei Hauptrichtungen gingen dann die analytischen und die experimentellen Versuche vor, und es wird mithin in Ordnung sein, die beiden Grundideen in ihrer Verbindung zu beleuchten.

Die ursprüngliche Vorstellung, in Beziehung auf die Ausgangserscheinungen — so wie sie z. B. 1881 vorgezeigt und erwähnt wurden —, war diejenige: dass eine pulsirende

Kugel (wenn in einer unzusammendrückbaren Flüssigkeit eingeschlossen) einen electrisch geladenen Körper repräsentirt, die oscillirende einen Magnet. Dies war doch alles im Sinne eines umgekehrten Polgesetzes zu verstehen. Und bei diesen jetzt als statisch aufgefassten Erscheinungen, weil Mittelvolumen und Oscillationsmittelpunkt unverändert verbleiben, dürfte die Zähigkeit vernachlässigt werden können.

Wegen der Verbindungen zwischen dem magnetischen und dem galvanischen lag es nun nahe zu prüfen, ob nicht in einem weiter geführten Bilde dem galvanisch-ähnlichen ein rotativer Charakter beizulegen wäre. Und dann müsste die Zähigkeit zur Entstehung der Erscheinungen mitwirken.

Zu Gunsten dieser Auffassung diente auch die von V. Bj., meinem unentbehrlichen Helfer in diesen Jahren, so glücklich durchgeführte hydrodynamische Nachbildung von magnetischen, galvanischen und gemischt galvanisch-magnetischen Spectren. Analytische Voruntersuchungen zeigten weiter nach der Richtung hin, dass oscillatorisch rotirende Kugeln — immer unter Bedingung von „Isosynchronismus" (isochrone Schwingungen in gleichen oder entgegengesetzten Phasen) — eine scheinbare, inverse Grassmann-Reynard'sche Kraft gegeneinander ausüben mussten. Zum ersten Mal, doch noch allein mit rohen Holzapparaten — die von demselben Mithelfenden bei den experimentellen Verificationen für die bevorstehende Gelegenheit zusammengebracht waren — wurde nun zugleich in einer Sitzung der Physical Society in London im Jahre 1882 mittels ausgeführten Versuchen demonstrirt: dass mit oscillatorisch rotirenden Cylindern, Reihen von ähnlich rotirenden Kugeln repräsentirend, die Fundamentalerscheinungen bez. die parallelen und die gekreuzten Ströme zum Vorschein gebracht werden konnten. Natürlich also in einem umgekehrten Bilde.

Trotzdem kam früh ein Zweifel auf, ob der eingeschlagene Weg der einzig mögliche wäre. Es existirt ja ein ausgedehnter Dualismus zwischen linearen und rotativen Erscheinungen, und nähere Ueberlegung hatte gezeigt, dass bei der weiteren Verfolgung dieser Ausgangsidee eine Unvollständigkeit ins Bild hineinkommen würde, welche hoffentlich entfernt werden könnte. Dazu kam, dass ungeachtet der völligen Congruenz

in den Spectralerscheinungen, sie doch eigentlich zwei nicht ganz übereinstimmenden Categorien gehörten; denn genauer besehen, war ja ein Spectrum von Schwingungslinien mit einem ähnlichen von Kraftlinien zusammengestellt worden.

Eine reinere und fruchtbarere Vergleichungsidee schien nun herauszukommen, wenn man noch auf dieser Stufe jeden Verband mit dem magnetisch-ähnlichen fahren liess, also alles als electrisch-ähnlich ansah. So entging man ausserdem dem Bruch mit den freien Polen.

Die pulsirende Kugel verblieb demnach das Bild des homogen-electrisch geladenen Körpers. Die oscillirende Kugel wurde, von nun an, mit einem electrisch polarisirten Körper verglichen: fest oder temporär polarisirt, polarelectrisch geladen oder allein influenzirt. Praktisch bequemer, aber weniger rationell, würde eine einheitliche Vergleichung mit magnetischen Polen und Magneten, unter der fictiven Zulassung des freien Bestehens der ersteren, sein.

Oscillationen, mit Beibehaltung der Kugelform (wenigstens annähernd), konnten als Folge von inneren Verrückungen entstanden sein. Schwerpunkt und Mittelpunkt würden einander wiederholt durchkreuzen können; und übrigens ist auch einer der zugehörigen Apparate nach einem entsprechenden Princip umconstruirt. — Mit solchen bleibenden Oscillationen, einmal dem Körper mitgetheilt, aber mit diesen Gegenbewegungen in seinem Innern, die ja keine Wirkung nach aussen üben, wäre dann der Körper, als fest oder residuel polarisirt, mit einem pyroelectrischen zusammenzustellen. Stösse gewöhnlicher Art, oder die unter Berührung mit vibrirenden Körpern entstehenden „Vibrationsstösse", würde man sich als Erzeugniss- und als Vernichtungsmittel solcher polaren Ladungen denken können; ebensowohl wie für die früher erwähnten, homogenen, die mit den Pulsationen zusammenhängen.

Oscillationen konnten andererseits, durch Vermittelung der Flüssigkeit, von schwingenden Körpern aller Arten zum gegebenen Körper übergeführt werden; sie sind dann rein translatorische Oscillationen. Eine polarisirende Influenzirung fände statt, man hätte keine Ladung. Die Erscheinungen sind bloss temporäre, sie hören mit der Ursache gleich auf.

Solche Influenzerscheinungen gehorchten nun wieder Gesetzen, die mit den entsprechenden auf dem electrischen Gebiete die meist eingehenden Aehnlichkeiten darboten. Und so auch, wenigstens im Hauptfalle, mit den Ladungserscheinungen. Eine pulsirende Kugel verliert, unter Berührung mit einer neutralen, einen Theil ihrer eigenen Pulsation zu Gunsten einer genau entsprechenden, entgegengesetzter Art, für den empfangenden Körper; eine entgegengesetzte Ladung wird somit unter solchen Berührungen dem neutralen mitgetheilt.

Im Anschluss an diese späteren Auffassungen war nun zu prüfen, ob nicht galvanisch-ähnliche (galvanoidische) Erscheinungen einfach und in weiterem Umfange entstehen würden, wenn pulsirende Kugeln beider Arten (positive und negative Electroiden) rotirende oder fortschreitende Bewegungen in einer Flüssigkeit ausführten, und somit auch isochron oscilliren müssten. Die Wirkung ihrer Zähigkeit, die im statischen Falle zu vernachlässigen wäre — indem die Zuhaftungen der Flüssigkeit zu den Körpern, mit ihren dann viel stärkeren Vibrirungen, zur Beförderung der Gleitungen sehr verringert würden — kam also jetzt hinzu. Und was besonders davon abhing, wurde als „galvanoidisch" characterisirt.

Es wurde nun, Weber'sche Ideen zum Muster nehmend, räsonnirt. Paare von entgegengesetzt pulsirenden und entgegengesetzt rotirenden Kugeln, also rotirende Electroidenpaare, üben in der Ferne eine ähnliche Wirkung aus, wie zwei auf dieselbe Weise oscillatorisch rotirende, unveränderliche Kugeln; doch so, was die Aehnlichkeit mit den physischen Ergebnissen noch mehr stärkt, dass ihre Oscillationen einem Cosinusgesetz gehorchen, wenn die Pulsationen im Sinusgesetz folgen. Näher ist es übrigens nicht möglich, diese Aehnlichkeit und die Unterschiede in der Wirkungsweise hier zu beleuchten.

Von dieser Seite kehrte dann die oben erwähnte Vorstellung vom Ursprunge gewisser galvanisch-ähnlicher Erscheinungen zurück; hier aber ohne Widerstreit mit den geänderten Grundanschauungen. Und diese wurden nun so natürlich vervollständigt durch den verwandten Gedanken: dass **auch Paare von entgegengesetzt pulsirenden und entgegengesetzt laufenden Kugeln,** — indem sie im Momente des Vorbeigehens

als in Paaren auftretend gedacht werden können — in der Ferne ähnlich wirken würden, als wenn sie, jede für sich, dieselben cosinus-oscillatorischen Linearschwingungen ausführten; die Pulsationen müssten wie früher einem Sinusgesetze gehorchen. In der That ist auch eine solche kreuzende Doppelbewegung längs einem Leitungskreis hier um so mehr mechanisch-rationell, weil die einander begegnenden, entgegengesetzt pulsirenden Electroiden streben, einander seitlich zu entweichen.

Somit entstand auch die Frage, indem man von der zusammengesetzten gegebenen zu einer einfacheren verwandten überging: welches sind die Kraftwirkungen, die eine in einer zähen Flüssigkeit pulsirende und fortschreitende (oder oscillatorisch fortschreitende) oder auch rotirende (oder oscillatorisch rotirende) Kugel auf eine andere und ähnliche ausüben möchte? Darunter aber sollten besonders diejenigen Theilerscheinungen ausgeschieden werden, die in innigem Verband mit der Zähigkeit standen: sodass auf dem einen Flügel derselben Erscheinungsreihe das Statisch-ähnliche, auf der anderen das Galvanisch-ähnliche auftreten könnte; während das Dynamisch-electroidische, nach dieser Art der Betrachtungen, die letzten als etwas mehr umfassend umschliessen müsste.

Wir haben uns vorzüglich zu der umfangreichen neuen Frage gehalten bez. den unter pulsirenden Bewegungen veranlassten oscillatorischen Fortschreitungen in einer zähen Flüssigkeit, die sich doch mehr cohäsiv als adhäsiv verhält; bemerken aber auch, dass an einer bestimmten Stelle die Lösung daraus bestimmt worden ist, wie die Frictionalbedingung für die Grenzflächen aufzustellen sei. Die jetzige Wissenschaft ist ja kaum auf diesem Punkte fertig. Was man versucht hat, passt, wenigstens meiner Meinung nach, eigentlich allein für den Grenzfall, dass die Flüssigkeit dem Körper an den Berührungsstellen genau mitfolgt; wie für Zwischenfälle, die sich diesem sehr nähern. Hier aber steht man der anderen Grenze nahe, wo die Bewegungsunterschiede zu den beiden Seiten der scheidenden Flächen bedeutend sein können, ohne recht grosse Hemmungen zu bewirken; und wo demnach eine Flüssigkeitsbewegung sich zur Untersuchung

darbietet, die nur wenig von einer Potentialbewegung abweichen wird.

Die Nähe an einem Grenzzustande solcher Art, gekennzeichnet durch die einfachst mögliche Bewegung der Flüssigkeit, ist dann benutzt worden, um die Frictionalbedingung in Uebereinstimmung mit den gegebenen Aufgaben wie mit den Ergebnissen der Experimentalversuche zu bringen.

15. *Ueber den thermomagnetischen Longitudinaleffect beim Wismuth; von Robert Defregger.*

Gelegentlich der Wiederholung der Versuche von A. v. Ettingshausen und W. Nernst[1]) über den „thermomagnetischen Transversal- und Longitudinaleffect“ fand ich, dass die Bemerkung der Beobachter, es sei die Stärke der Wirkung von der Natur der Electrodendrähte unabhängig, für den longitudinalen Effect nicht zutrifft.

Wie aus der l. c. beschriebenen Versuchsanordnung hervorgeht, treten im Kreise immer Thermoströme auf und meine Untersuchungen beschäftigen sich zunächst mit der Frage, welchen Einfluss dieselben auf den Verlauf des Longitudinaleffectes üben.

Fig. 1.

Die Messung des magnetischen Feldes geschah mit Hülfe einer Lenard'schen Wismuthspirale, deren Widerstand mittels eines astatischen Galvanometers nach Wiedemann gemessen wurde. Zur Messung der Ströme diente ein Deprezgalvanometer Edelmann'scher Form. Im Ablesefernrohr waren beide Scalen übereinander sichtbar, sodass beide Ablesungen gleichzeitig erfolgen konnten.

Um den Einfluss der Electroden ganz zu beseitigen und vor allem zu erreichen, dass die Thermoströme, die bisher immer compensirt wurden, *gar nicht zu Stande kommen*, mussten auch die Ableitungen aus Wismuth hergestellt werden. Als zweckmässig bewährte sich folgende Anordnung: Es wurden Wismuthplatten mit einem winkelförmigen Steg BB_1 als ein Ganzes gegossen (Fig. 1). An die Schmalseiten derselben wurden Kupferröhren D und D_1 (Fig. 2) angelöthet[2]), welche von Wasser und Wasserdampf durchströmt einen Temperaturunterschied zwischen diesen Stellen aufrecht erhielten. Zugleich

1) A. v. Ettingshausen u. W. Nernst, Wied. Ann. **29.** p. 343. 1886.
2) W. Nernst, Wied. Ann. **31.** p. 765. 1887.

waren hier die üblichen Kupferdrahtelectroden eingelöthet worden (im Folgenden mit Cu bezeichnet). An die schmale Fläche S (Fig. 1) wurde ein Kupferdraht aufgelöthet und hierauf in der Linie $a\ b$ (Fig. 2) mit der Laubsäge vorsichtig ein Schnitt geführt, der die metallische Berührung von B und B_1 aufhob. Zur Unterstützung der zerbrechlichen Stangen war ein Hartgummiplättchen H (punktirt gezeichnet) auf die Wismuthplatte vorher aufgekittet worden. Diese beiden Stangen, die sich nunmehr bei L und L_1 in dem Kupferdraht $A\,A_1$ fortsetzen, bilden ein zweites aus Wismuth bestehendes Paar von Ableitungselectroden für den Longitudinaleffect (im Folgenden mit Bi bezeichnet).

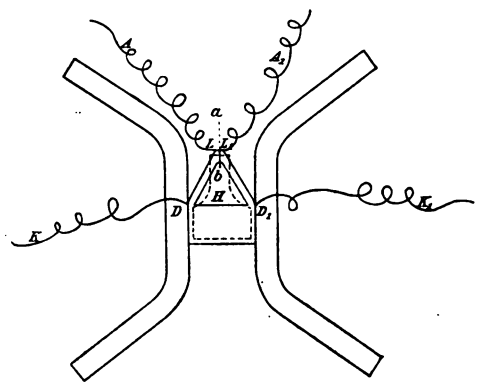


Fig. 2.

Die Platte wurde nun in Watte verpackt ins Magnetfeld eingebracht und ihre beiden Ableitungen so geschaltet, dass sie abwechselungsweise durch das Galvanometer geschlossen werden konnten; bei ein und derselben Feldstärke wurden die jeweiligen Ablenkungen bei beiden Ableitungen bestimmt und diese Operation mit anderen Feldstärken wiederholt. Im unverzweigten Theile des Stromkreises lag ein so überwiegender Ballastwiderstand, dass die Stromstärken, die aus der Cu-, und diejenigen, welche aus der Bi-Ableitung flossen, unmittelbar vergleichbar waren. Die Zahlen eines Versuches mittlerer Güte sind z. B. in der Tabelle auf folgender Seite angegeben.

Der ursprüngliche Thermostrom wurde beiderseits nicht compensirt, sodass schon ohne magnetische Einwirkung Ablenkungen eintraten, die bei Bi-Ableitung nur noch den sechsten Theil derjenigen bei Cu-Ableitung betrugen, wie aus der ersten Zeile der Tabelle zu ersehen ist. Wenn das Feld nun erregt wurde, änderten sich diese Ablenkungen. Man sieht aber

sofort, dass die Stellungsänderungen der Nadel (Spalte $e-e_0$) bei Bi-Ableitung weit geringfügiger sind als bei Cu-Ableitung (Einfluss der Electroden). Ja noch mehr: Bildet man die Quotienten e/e_0 und vergleicht die Werthe derselben bei Cu- und Bi-Ableitung, so zeigt sich, dass für ein und dieselbe Feldstärke sich der jeweilige Thermostrom um *denselben Bruchtheil seiner ursprünglichen Stärke geändert hat* (vgl. Columne e/e_0).

Tabelle.

Feldstärke	Cu-Ableitung			Bi-Ableitung		
	e	$e-e_0$	$\frac{e}{e_0}$	e	$e-e_0$	$\frac{e}{e_0}$
0	95,5			14,9		
+ 11500	110,6	15,4	**1,16**	17,6	2,6	**1,19**
0	98,9			15,0		
0	96,3			14,7		
− 11500	117,2	19,2	**1,19**	18,0	3,2	**1,21**
0	99,8			14,9		
0	99,7			14,7		
+ 7000	110,8	11,1	**1,11**	16,0	2,2	**1,07**
0	99,8			15,0		

Die Auffassung der Entdecker also, dass die Stellungsänderung der Nadel einer electromotorischen Kraft zuzuschreiben sei, die im Wismuth allein ihren Sitz hat, ist hiernach nicht mehr haltbar. Denn nach dieser Auffassung müssten gerade die *Stellungsänderungen* $e-e_0$ für ein und dieselbe Feldintensität dieselben sein, ob Cu- oder Bi-Ableitung eingeschaltet sein mochte.

Nun war es bei einigen recht homogen gerathenen Platten möglich, den ursprünglichen Thermostrom im Bi-Kreise ganz zum Verschwinden zu bringen, dadurch, dass mittels eines Gebläses ständig Luft in kräftigem Strome an die Löthstellen bei LL_1 herangeführt wurde. Da zeigte sich, was sich erwarten liess: die Nadel entfernte sich bei Benutzung der Bi-Ableitung auch bei stärksten Feldern *nicht mehr vom Nullpunkt*, während bei Cu-Ableitung Stellungsänderungen bis zu 30 Scalentheilen vorkamen.

Der Longitudinaleffect ist also verschwunden, nachdem kein Thermostrom mehr im Kreise bestand.

So folgt, dass ein thermomagnetischer Longitudinaleffect als Analogon des thermomagnetischen Transversaleffectes nicht existirt, sondern die Erscheinung lediglich in einer Aenderung des ursprünglichen Thermostromes beruht; diese hat ihrerseits ihren Grund in der von Grimaldi entdeckten Eigenschaft des Wismuths, im Magnetfelde seine thermoelectrische Spannung anderen Metallen gegenüber zu ändern.[1])

Die von Nernst[2]) beobachtete Erscheinung einer longitudinalen „galvanomagnetischen Temperaturdifferenz“[3]) ist dementsprechend dahin zu deuten, dass sich der Betrag der *Peltier'schen Wärme* an den Wismuthstabenden im Magnetfeld ändern muss, wodurch eine geringe Temperaturänderung an diesen Stellen hervorgerufen wird.

Auch die von Nernst vorgeschlagene Auffassung der Widerstandsänderung des Wismuths im Magnetfelde als einen „longitudinalen Halleffect“ entbehrt nunmehr der Grundlage, nachdem das Analogon anderer longitudinaler Effecte nicht existirt.

Im Anschluss an die besprochenen mehr qualitativen Untersuchungen wurde dazu geschritten, die quantitativen Verhältnisse des „Thermoeffectes“, wie wir die Wirkung des Magnetfeldes auf den Thermostrom kurz nennen wollen, festzustellen. Viele Schwierigkeiten verursachte hierbei der auch von früheren Beobachtern bemerkte Umstand, dass entgegengesetzte aber gleich starke Felder verschieden starke Wirkung üben. Es wurde vielfach versucht den störenden Einfluss, dem diese Anomalie zugeschrieben werden musste, zu beseitigen.

Ich fand, dass derselbe lediglich in der *Krystall*structur des Wismuths beruht und konnte nachweisen, dass in einem beliebigen Krystallgefüge, das aus irgend einer Schmelzung gewonnen wird, eine Vectorgrösse (eine Art Axe im Wismuth-

1) Grimaldi, Rend. della R. Accad. dei Lincei. **3.** p. 134. 1887; **4.** p. 353. 1888; Wied. Ann. Beibl. **11.** pp. 472. 82. 68. 709.

2) Nernst, l. c.

3) v. Ettingshausen, Wied. Ann. **31.** 737. 1887.

stab) besteht, deren jeweilige in die Kraftlinienrichtung fallende Componente die Anomalie ihrer *Grösse* und *Richtung* nach bestimmt.[1]) Für gewisse Stellungen des Wismuthstabes im Magnetfeld verschwindet demnach die Anomalie und für diesen Fall sei die empirische Formel für die Grösse des Thermoeffectes angeführt. Sie ist aus Beobachtungen mit zwei verschiedenen Stäbchen bei 13 verschiedenen Feldintensitäten zwischen 2000 und 12000 abs. Einheiten gewonnen. Sei e die electromotorische Kraft des Thermostromes bei einer Feldstärke M, und e_0 diejenige bei Feldstärke 0, so gilt:

$$\frac{e-e_0}{e_0} = 0{,}003392 + 0{,}0000102\ M.$$

Nachdem mir von Hrn. Professor Dr. Groth liebenswürdigst ein Stück homogenen Wismuthkrystalles überlassen worden, wurden daraus Stäbchen verschiedener Orientirung geschnitten und der Zusammenhang der Grösse des Thermoeffectes und der Anomalie mit der Orientirung der Krystallaxe gegen die Wärmestromrichtung und gegen die Kraftlinienrichtung untersucht.

Von den Ergebnissen dieser Versuchsreihe, die sich vorderhand noch nicht durchweg in Gesetzen zusammenfassen lassen, seien nur die folgenden erwähnt. Verläuft der Wärmestrom in der krystallographischen Hauptaxe, so verschwindet für jede Stellung des Krystalles im Felde die Anomalie. Der Thermoeffect folgt der empirischen Gleichung:

$$\frac{e-e_0}{e_0} = 0{,}001050 + 0{,}00001093\,M - 0{,}000000000000449\,M^2.$$

Verläuft der Wärmestrom senkrecht zur Hauptaxe, so ist der Thermoeffect sehr schwach ($^1/_{10} - {}^1/_{60}$ der vorhergegebenen Werthe) und zeigt ein schwankendes Verhalten.

Für gewisse Neigungen der Wärmestromrichtung nahm die Anomalie ganz aussergewöhnliche Beträge an, sodass es vorkam, dass die eine Feldrichtung den Thermostrom bis acht Mal mehr verstärkte als die entgegengesetzte, oder sogar jene den Thermostrom bedeutend verstärkte, diese denselben schwächte.

---

1) Dieselbe ist *nicht* abhängig von der Richtung des Wärmestromes.

Einige Gesetzmässigkeiten des Verlaufes solcher Erscheinungen liessen sich nur an der Hand des Tabellen- und Curvenmateriales mittheilen.

Uebereinstimmend zeigte sich bei allen meinen Beobachtungen, dass die Wirkung des Magnetfeldes der ersten Potenz der Feldintensität proportional wächst, ja es verringert sich sogar für stärkere und stärkere Felder der Zuwachs der Wirkung immer mehr, gleich als ob sich dieselbe einer Sättigungsgrenze näherte. Nernst findet dagegen Proportionalität mit dem Quadrat der Feldstärke, jedoch erstrecken sich seine Messungen nur auf zwei, höchstens drei Feldintensitäten, und ist die von ihm berechnete Constante der Proportionalitätsgleichung erheblichen Aenderungen unterworfen. Grimaldi findet in Uebereinstimmung mit meinen Ergebnissen Proportionalität mit der Feldstärke.

Zum Schlusse sei mir gestattet, den Herren Professoren E. v. Lommel und L. Graetz für ihre Anregung und Förderung meinen besten Dank auszusprechen.

München, Physik. Inst. der Univ., im Mai 1897.

16. *Ueber die mechanische Härte der Metalle, besonders des Stahls; von A. Föppl.*

Auf Grund der theoretischen Arbeiten von H. Hertz[1]) hat Herr F. Auerbach[2]) eine experimentelle Untersuchung über die Härte von verschiedenen Gläsern, sowie von Flussspath, Steinsalz u. dgl. angestellt. Auf die Untersuchung von Metallen nach derselben Methode scheint man bisher nicht eingegangen zu sein. Namentlich für den Stahl, dessen Härte je nach der Zusammensetzung und nach der Behandlung, der er vorher unterworfen wurde, sehr bedeutenden Schwankungen unterliegt, hat aber die genauere Kenntniss dieser Eigenschaft ein erhebliches Interesse. Zunächst und vor allem gilt dies für die technische Praxis, der mit einer einwandfreien Bestimmung der Härte der verschiedenen Stahlsorten, die in ihr verwendet werden, sehr gedient ist. Ausserdem kann aber auch die allgemeine Physik ein solches Verfahren nur schwer entbehren, namentlich weil dadurch erst eine schärfere Verfolgung der Beziehungen zwischen der mechanischen und der magnetischen Härte verschiedener Eisensorten ermöglicht wird. Mit einer Kennzeichnung des mechanischen Verhaltens durch allgemein gehaltene Ausdrücke wie „harter Stahl", „weiches Eisen" etc., mit der man sich bei magnetischen Arbeiten oft genug begnügt, weil man nicht recht weiss, wie man auf bequeme Art eine genauere quantitative Bestimmung dafür setzen soll, ist nicht viel genützt. Es möge mir daher gestattet sein, hier auf eine Arbeit hinzuweisen, die ursprünglich durch die Bedürfnisse der technischen Praxis hervorgerufen wurde, und die ich zuerst selbst in Angriff nahm, deren Weiterführung ich aber dann einem meiner Schüler, Herrn F. M. Schwerd, übertrug. Einen ausführlichen Bericht über diese Unter-

1) H. Hertz, Crelle's Journ. **92.** 1882 und Verhandlungen d. V. z. F. d. Gewerbefl. 1882.

2) F. Auerbach, Wied. Ann. **43.** 1891; **45.** 1892; **53.** 1894.

suchung hat Herr Schwerd in dem 25. Hefte der früher von Bauschinger und jetzt von mir herausgegebenen „Mittheilungen des mechanisch-technischen Laboratoriums der technischen Hochschule in München“ gegeben. Da diese Veröffentlichung in physikalischen Kreisen kaum gelesen wird, gebe ich hier einen kurz gehaltenen Auszug der wichtigsten Resultate, dem ich noch einige Bemerkungen anfügen werde.

Zunächst möchte ich indessen noch erwähnen, dass mir die zweite der angeführten Abhandlungen des Herrn Auerbach vor Ausführung der Versuche zufällig entgangen war. Leider war es gerade jene, die sich am nächsten mit dem Gegenstande der Untersuchung berührte. Die Versuche wurden dadurch etwas zeitraubender, da der Weg zur Bestimmung der Härte plastischer Körper erst von neuem aufgesucht werden musste. Indessen hätte sich ohnehin von vornherein nicht wohl voraussehen lassen, dass Metalle sich ganz ähnlich wie Flussspath und Steinsalz verhalten würden, und ausserdem bildet es eine um so bessere Bestätigung für die Zweckmässigkeit des von Herrn Auerbach zuerst eingeschlagenen Weges, dass ein anderer Forscher, der mit ganz anderen Absichten an die Arbeit herantrat und mit ganz anderen Materialien arbeitete, unabhängig von ihm zu gleichen Ergebnissen gelangte.

An die Probestücke, die der Prüfung unterworfen werden sollen, muss man die Anforderung stellen, dass sie sich bequem auch aus kleineren Abschnitten herstellen lassen. Deshalb entschied ich mich für die Verwendung von kleineren Plättchen, die eine Dicke von wenigstens 7 bis 8 mm haben müssen und von etwa 15 bis 20 mm Breite und einigen Centimetern Länge. Diese werden auf einer Breitseite cylindrisch zugeschliffen und fein polirt. Der Halbmesser der Cylinderfläche soll in der Regel 20 mm betragen. Aus jeder Metallsorte, die auf ihre Härte geprüft werden soll, müssen zwei Plättchen dieser Art angefertigt werden. Um die Druckflächen nachher besser erkennen zu können, überzieht man die eine Cylinderfläche mit einer feinen Russschicht. Dann legt man die Plättchen rechtwinklig kreuzweise übereinander und setzt sie einem Drucke aus. Beim ersten Versuche wählt man die Druckkraft am besten so, dass man einen bleibenden Eindruck

sofort, dass die Stellungsänderungen der Nadel (Spalte $e-e_0$) bei Bi-Ableitung weit geringfügiger sind als bei Cu-Ableitung (Einfluss der Electroden). Ja noch mehr: Bildet man die Quotienten e/e_0 und vergleicht die Werthe derselben bei Cu- und Bi-Ableitung, so zeigt sich, dass für ein und dieselbe Feldstärke sich der jeweilige Thermostrom um *denselben Bruchtheil seiner ursprünglichen Stärke geändert hat* (vgl. Columne e/e_0).

Tabelle.

Feldstärke	Cu-Ableitung			Bi-Ableitung		
	e	$e-e_0$	$\frac{e}{e_0}$	e	$e-e_0$	$\frac{e}{e_0}$
0	95,5			14,9		
+ 11500	110,6	15,4	**1,16**	17,6	2,6	**1,19**
0	98,9			15,0		
0	96,3			14,7		
− 11500	117,2	19,2	**1,19**	18,0	3,2	**1,21**
0	99,8			14,9		
0	99,7			14,7		
+ 7000	110,8	11,1	**1,11**	16,0	2,2	**1,07**
0	99,8			15,0		

Die Auffassung der Entdecker also, dass die Stellungsänderung der Nadel einer electromotorischen Kraft zuzuschreiben sei, die im Wismuth allein ihren Sitz hat, ist hiernach nicht mehr haltbar. Denn nach dieser Auffassung müssten gerade die *Stellungsänderungen* $e-e_0$ für ein und dieselbe Feldintensität dieselben sein, ob Cu- oder Bi-Ableitung eingeschaltet sein mochte.

Nun war es bei einigen recht homogen gerathenen Platten möglich, den ursprünglichen Thermostrom im Bi-Kreise ganz zum Verschwinden zu bringen, dadurch, dass mittels eines Gebläses ständig Luft in kräftigem Strome an die Löthstellen bei LL_1 herangeführt wurde. Da zeigte sich, was sich erwarten liess: die Nadel entfernte sich bei Benutzung der Bi-Ableitung auch bei stärksten Feldern *nicht mehr vom Nullpunkt*, während bei Cu-Ableitung Stellungsänderungen bis zu 30 Scalentheilen vorkamen.

Solche Influenzerscheinungen gehorchten nun wieder Gesetzen, die mit den entsprechenden auf dem electrischen Gebiete die meist eingehenden Aehnlichkeiten darboten. Und so auch, wenigstens im Hauptfalle, mit den Ladungserscheinungen. Eine pulsirende Kugel verliert, unter Berührung mit einer neutralen, einen Theil ihrer eigenen Pulsation zu Gunsten einer genau entsprechenden, entgegengesetzter Art, für den empfangenden Körper; eine entgegengesetzte Ladung wird somit unter solchen Berührungen dem neutralen mitgetheilt.

Im Anschluss an diese späteren Auffassungen war nun zu prüfen, ob nicht galvanisch-ähnliche (galvanoidische) Erscheinungen einfach und in weiterem Umfange entstehen würden, wenn pulsirende Kugeln beider Arten (positive und negative Electroiden) rotirende oder fortschreitende Bewegungen in einer Flüssigkeit ausführten, und somit auch isochron oscilliren müssten. Die Wirkung ihrer Zähigkeit, die im statischen Falle zu vernachlässigen wäre — indem die Zuhaftungen der Flüssigkeit zu den Körpern, mit ihren dann viel stärkeren Vibrirungen, zur Beförderung der Gleitungen sehr verringert würden — kam also jetzt hinzu. Und was besonders davon abhing, wurde als „galvanoidisch" characterisirt.

Es wurde nun, Weber'sche Ideen zum Muster nehmend, räsonnirt. Paare von entgegengesetzt pulsirenden und entgegengesetzt rotirenden Kugeln, also rotirende Electroidenpaare, üben in der Ferne eine ähnliche Wirkung aus, wie zwei auf dieselbe Weise oscillatorisch rotirende, unveränderliche Kugeln; doch so, was die Aehnlichkeit mit den physischen Ergebnissen noch mehr stärkt, dass ihre Oscillationen einem Cosinusgesetz gehorchen, wenn die Pulsationen im Sinusgesetz folgen. Näher ist es übrigens nicht möglich, diese Aehnlichkeit und die Unterschiede in der Wirkungsweise hier zu beleuchten.

Von dieser Seite kehrte dann die oben erwähnte Vorstellung vom Ursprunge gewisser galvanisch-ähnlicher Erscheinungen zurück; hier aber ohne Widerstreit mit den geänderten Grundanschauungen. Und diese wurden nun so natürlich vervollständigt durch den verwandten Gedanken: dass auch Paare von entgegengesetzt pulsirenden und entgegengesetzt laufenden Kugeln, — indem sie im Momente des Vorbeigehens

als in Paaren auftretend gedacht werden können — in der Ferne ähnlich wirken würden, als wenn sie, jede für sich, dieselben cosinus-oscillatorischen Linearschwingungen ausführten; die Pulsationen müssten wie früher einem Sinusgesetze gehorchen. In der That ist auch eine solche kreuzende Doppelbewegung längs einem Leitungskreis hier um so mehr mechanisch-rationell, weil die einander begegnenden, entgegengesetzt pulsirenden Electroiden streben, einander seitlich zu entweichen.

Somit entstand auch die Frage, indem man von der zusammengesetzten gegebenen zu einer einfacheren verwandten überging: welches sind die Kraftwirkungen, die eine in einer zähen Flüssigkeit pulsirende und fortschreitende (oder oscillatorisch fortschreitende) oder auch rotirende (oder oscillatorisch rotirende) Kugel auf eine andere und ähnliche ausüben möchte? Darunter aber sollten besonders diejenigen Theilerscheinungen ausgeschieden werden, die in innigem Verband mit der Zähigkeit standen: sodass auf dem einen Flügel derselben Erscheinungsreihe das Statisch-ähnliche, auf der anderen das Galvanisch-ähnliche auftreten könnte; während das Dynamisch-electroidische, nach dieser Art der Betrachtungen, die letzten als etwas mehr umfassend umschliessen müsste.

Wir haben uns vorzüglich zu der umfangreichen neuen Frage gehalten bez. den unter pulsirenden Bewegungen veranlassten oscillatorischen Fortschreitungen in einer zähen Flüssigkeit, die sich doch mehr cohäsiv als adhäsiv verhält; bemerken aber auch, dass an einer bestimmten Stelle die Lösung daraus bestimmt worden ist, wie die Frictionalbedingung für die Grenzflächen aufzustellen sei. Die jetzige Wissenschaft ist ja kaum auf diesem Punkte fertig. Was man versucht hat, passt, wenigstens meiner Meinung nach, eigentlich allein für den Grenzfall, dass die Flüssigkeit dem Körper an den Berührungsstellen genau mitfolgt; wie für Zwischenfälle, die sich diesem sehr nähern. Hier aber steht man der anderen Grenze nahe, wo die Bewegungsunterschiede zu den beiden Seiten der scheidenden Flächen bedeutend sein können, ohne recht grosse Hemmungen zu bewirken; und wo demnach eine Flüssigkeitsbewegung sich zur Untersuchung

darbietet, die nur wenig von einer Potentialbewegung abweichen wird.

Die Nähe an einem Grenzzustande solcher Art, gekennzeichnet durch die einfachst mögliche Bewegung der Flüssigkeit, ist dann benutzt worden, um die Frictionalbedingung in Uebereinstimmung mit den gegebenen Aufgaben wie mit den Ergebnissen der Experimentalversuche zu bringen.

15. *Ueber den thermomagnetischen Longitudinaleffect beim Wismuth; von Robert Defregger.*

Gelegentlich der Wiederholung der Versuche von A. v. Ettingshausen und W. Nernst[1]) über den „thermomagnetischen Transversal- und Longitudinaleffect" fand ich, dass die Bemerkung der Beobachter, es sei die Stärke der Wirkung von der Natur der Electrodendrähte unabhängig, für den longitudinalen Effect nicht zutrifft.

Wie aus der l. c. beschriebenen Versuchsanordnung hervorgeht, treten im Kreise immer Thermoströme auf und meine Untersuchungen beschäftigen sich zunächst mit der Frage, welchen Einfluss dieselben auf den Verlauf des Longitudinaleffectes üben.

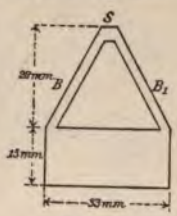


Fig. 1.

Die Messung des magnetischen Feldes geschah mit Hülfe einer Lenard'schen Wismuthspirale, deren Widerstand mittels eines astatischen Galvanometers nach Wiedemann gemessen wurde. Zur Messung der Ströme diente ein Deprezgalvanometer Edelmann'scher Form. Im Ablesefernrohr waren beide Scalen übereinander sichtbar, sodass beide Ablesungen gleichzeitig erfolgen konnten.

Um den Einfluss der Electroden ganz zu beseitigen und vor allem zu erreichen, dass die Thermoströme, die bisher immer compensirt wurden, *gar nicht zu Stande kommen*, mussten auch die Ableitungen aus Wismuth hergestellt werden. Als zweckmässig bewährte sich folgende Anordnung: Es wurden Wismuthplatten mit einem winkelförmigen Steg BB_1 als ein Ganzes gegossen (Fig. 1). An die Schmalseiten derselben wurden Kupferröhren D und D_1 (Fig. 2) angelöthet[2]), welche von Wasser und Wasserdampf durchströmt einen Temperaturunterschied zwischen diesen Stellen aufrecht erhielten. Zugleich

1) A. v. Ettingshausen u. W. Nernst, Wied. Ann. **29.** p. 343. 1886.
2) W. Nernst, Wied. Ann. **31.** p. 765. 1887.

waren hier die üblichen Kupferdrahtelectroden eingelöthet worden (im Folgenden mit Cu bezeichnet). An die schmale Fläche S (Fig. 1) wurde ein Kupferdraht aufgelöthet und hierauf in der Linie $a\ b$ (Fig. 2) mit der Laubsäge vorsichtig ein Schnitt geführt, der die metallische Berührung von B und B_1 aufhob. Zur Unterstützung der zerbrechlichen Stangen war ein Hartgummiplättchen H (punktirt gezeichnet) auf die Wismuthplatte vorher aufgekittet worden. Diese beiden Stangen, die sich nunmehr bei L und L_1 in dem Kupferdraht $A\,A_1$ fortsetzen, bilden ein zweites aus Wismuth bestehendes Paar von Ableitungselectroden für den Longitudinaleffect (im Folgenden mit Bi bezeichnet).

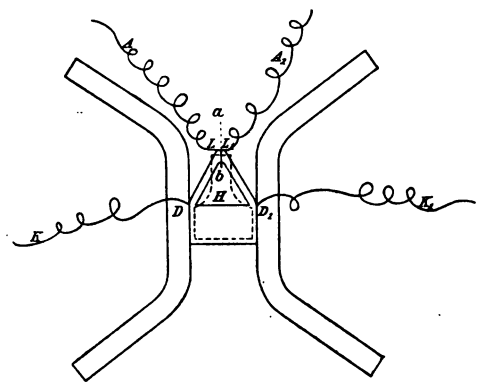


Fig. 2.

Die Platte wurde nun in Watte verpackt ins Magnetfeld eingebracht und ihre beiden Ableitungen so geschaltet, dass sie abwechselungsweise durch das Galvanometer geschlossen werden konnten; bei ein und derselben Feldstärke wurden die jeweiligen Ablenkungen bei beiden Ableitungen bestimmt und diese Operation mit anderen Feldstärken wiederholt. Im unverzweigten Theile des Stromkreises lag ein so überwiegender Ballastwiderstand, dass die Stromstärken, die aus der Cu-, und diejenigen, welche aus der Bi-Ableitung flossen, unmittelbar vergleichbar waren. Die Zahlen eines Versuches mittlerer Güte sind z. B. in der Tabelle auf folgender Seite angegeben.

Der ursprüngliche Thermostrom wurde beiderseits nicht compensirt, sodass schon ohne magnetische Einwirkung Ablenkungen eintraten, die bei Bi-Ableitung nur noch den sechsten Theil derjenigen bei Cu-Ableitung betrugen, wie aus der ersten Zeile der Tabelle zu ersehen ist. Wenn das Feld nun erregt wurde, änderten sich diese Ablenkungen. Man sieht aber

sofort, dass die Stellungsänderungen der Nadel (Spalte $e—e_0$) bei Bi-Ableitung weit geringfügiger sind als bei Cu-Ableitung (Einfluss der Electroden). Ja noch mehr: Bildet man die Quotienten e/e_0 und vergleicht die Werthe derselben bei Cu- und Bi-Ableitung, so zeigt sich, dass für ein und dieselbe Feldstärke sich der jeweilige Thermostrom um *denselben Bruchtheil seiner ursprünglichen Stärke geändert hat* (vgl. Columne e/e_0).

Tabelle.

Feldstärke	Cu-Ableitung			Bi-Ableitung		
	e	$e—e_0$	$\frac{e}{e_0}$	e	$e—e_0$	$\frac{e}{e_0}$
0	95,5			14,9		
+ 11500	110,6	15,4	**1,16**	17,6	2,6	**1,19**
0	98,9			15,0		
0	96,3			14,7		
− 11500	117,2	19,2	**1,19**	18,0	3,2	**1,21**
0	99,8			14,9		
0	99,7			14,7		
+ 7000	110,8	11,1	**1,11**	16,0	2,2	**1,07**
0	99,8			15,0		

Die Auffassung der Entdecker also, dass die Stellungsänderung der Nadel einer electromotorischen Kraft zuzuschreiben sei, die im Wismuth allein ihren Sitz hat, ist hiernach nicht mehr haltbar. Denn nach dieser Auffassung müssten gerade die *Stellungsänderungen* $e—e_0$ für ein und dieselbe Feldintensität dieselben sein, ob Cu- oder Bi-Ableitung eingeschaltet sein mochte.

Nun war es bei einigen recht homogen gerathenen Platten möglich, den ursprünglichen Thermostrom im Bi-Kreise ganz zum Verschwinden zu bringen, dadurch, dass mittels eines Gebläses ständig Luft in kräftigem Strome an die Löthstellen bei $L L_1$ herangeführt wurde. Da zeigte sich, was sich erwarten liess: die Nadel entfernte sich bei Benutzung der Bi-Ableitung auch bei stärksten Feldern *nicht mehr vom Nullpunkt*, während bei Cu-Ableitung Stellungsänderungen bis zu 30 Scalentheilen vorkamen.

rosa. Der Halbleiter zeigt meist auf der der Kathode zugekehrten Seite einen matten violetten Lichtfleck. Der positive Antheil besitzt, wenn überhaupt, nur undeutliche Schichtung, mit selbstständiger Kathode am Halbleiter.

Fig. 5.

Die Austrittsfläche an der Kathode ist der hellste Theil der ganzen Entladungserscheinung. Sie besitzt meistens *polygonale* Gestalt (oft ist diese nahezu ein reguläres Sechseck). Fig. 5 zeigt vergrössert die Austrittsflächen dreier geschichteter Entladungen (nebst einigen Partialentladungen, vgl. weiter unten), aufgenommen in *Halbprofil* bei ungeänderter Einstellung; bemerkenswerth ist auch, dass die Polygon*ecken* am hellsten erscheinen.

Der hellen Austrittsfläche steht die erste Schicht so nahe, dass beide selbst auf Photographien manchmal schwer zu unterscheiden sind. Zwischen ihnen findet sich *stets* ein feiner aber *sehr* scharfer, ganz dunkler Zwischenraum; er erscheint viel schärfer ausgeprägt, als die dunkeln Trennungsstellen der übrigen Schichten. Fig. 6, eine Vergrösserung des betreffenden Theiles von Fig. 3, zeigt die Austrittsfläche, dunkeln Raum und die ersten drei Schichten nahezu in *Profil.*[1])

Fig. 6.

Die helle Austrittsfläche und den zugehörigen, scharf ausgeprägten, dunkeln Trennungsraum kann man wohl nur mit der

1) Die Schichtenbilder *links* von der Austrittsfläche sind nur Spiegelbilder der wahren Schichten rechts, gespiegelt in der blanken Messingpolkugel.

(blauen) *Kathodenschicht und dem Dunkelraume zwischen Kathoden- und sogenanntem Anodenlicht in gasverdünnten Räumen identificiren.*[1])

3. *Räumliche Anordnung der Schichten.* Es gelten für den negativen Funkenantheil folgende Sätze:

a) Bei ganz ungeänderter Versuchsanordnung bilden sich, wenn die Entladungen an nahe demselben Orte erfolgen, die Schichten an nahe denselben Stellen der Funkenbahn aus. Fig. 8 zeigt die auf der nämlichen photographischen Platte bei ungeänderter Einstellung übereinander gelagerten Bilder von 10 geschichteten Entladungen.

Fig. 7.

b) Erfolgen die einzelnen Entladungen nicht auf gleichgelegenen Funkenbahnen, so bilden sich die einander entsprechenden Lichtmaxima bez.

Fig. 8.

Fig. 9.

-Minima aus auf Flächen, welche die Kathode umgeben und grosse Aehnlichkeit mit Aequipotentialflächen zeigen.[2]) Fig. 4

1) Dass die geschichteten Funken gegen Luftbewegung im Schlagraume sehr empfindlich sind (sich z. B. wie ein Licht „ausblasen" lassen), und dass ihre Funkenbahn in starken magnetischen Feldern wie ein biegsames, von der Anode zur Kathode durchflossenes Leiterstück abgelenkt wird, ist selbstverständlich.

2) Dies gilt nahezu auch für einen einzelnen Batteriefunken, wenn dessen Partialentladungen nicht am gleichen Orte erfolgen; die Gesammt-

Solche Influenzerscheinungen gehorchten nun wieder Gesetzen, die mit den entsprechenden auf dem electrischen Gebiete die meist eingehenden Aehnlichkeiten darboten. Und so auch, wenigstens im Hauptfalle, mit den Ladungserscheinungen. Eine pulsirende Kugel verliert, unter Berührung mit einer neutralen, einen Theil ihrer eigenen Pulsation zu Gunsten einer genau entsprechenden, entgegengesetzter Art, für den empfangenden Körper; eine entgegengesetzte Ladung wird somit unter solchen Berührungen dem neutralen mitgetheilt.

Im Anschluss an diese späteren Auffassungen war nun zu prüfen, ob nicht galvanisch-ähnliche (galvanoidische) Erscheinungen einfach und in weiterem Umfange entstehen würden, wenn pulsirende Kugeln beider Arten (positive und negative Electroiden) rotirende oder fortschreitende Bewegungen in einer Flüssigkeit ausführten, und somit auch isochron oscilliren müssten. Die Wirkung ihrer Zähigkeit, die im statischen Falle zu vernachlässigen wäre — indem die Zuhaftungen der Flüssigkeit zu den Körpern, mit ihren dann viel stärkeren Vibrirungen, zur Beförderung der Gleitungen sehr verringert würden — kam also jetzt hinzu. Und was besonders davon abhing, wurde als „galvanoidisch" characterisirt.

Es wurde nun, Weber'sche Ideen zum Muster nehmend, räsonnirt. Paare von entgegengesetzt pulsirenden und entgegengesetzt rotirenden Kugeln, also rotirende Electroidenpaare, üben in der Ferne eine ähnliche Wirkung aus, wie zwei auf dieselbe Weise oscillatorisch rotirende, unveränderliche Kugeln; doch so, was die Aehnlichkeit mit den physischen Ergebnissen noch mehr stärkt, dass ihre Oscillationen einem Cosinusgesetz gehorchen, wenn die Pulsationen im Sinusgesetz folgen. Näher ist es übrigens nicht möglich, diese Aehnlichkeit und die Unterschiede in der Wirkungsweise hier zu beleuchten.

Von dieser Seite kehrte dann die oben erwähnte Vorstellung vom Ursprunge gewisser galvanisch-ähnlicher Erscheinungen zurück; hier aber ohne Widerstreit mit den geänderten Grundanschauungen. Und diese wurden nun so natürlich vervollständigt durch den verwandten Gedanken: dass auch Paare von entgegengesetzt pulsirenden und entgegengesetzt laufenden Kugeln, — indem sie im Momente des Vorbeigehens

als in Paaren auftretend gedacht werden können — in der Ferne ähnlich wirken würden, als wenn sie, jede für sich, dieselben cosinus-oscillatorischen Linearschwingungen ausführten; die Pulsationen müssten wie früher einem Sinusgesetze gehorchen. In der That ist auch eine solche kreuzende Doppelbewegung längs einem Leitungskreis hier um so mehr mechanisch-rationell, weil die einander begegnenden, entgegengesetzt pulsirenden Electroiden streben, einander seitlich zu entweichen.

Somit entstand auch die Frage, indem man von der zusammengesetzten gegebenen zu einer einfacheren verwandten überging: welches sind die Kraftwirkungen, die eine in einer zähen Flüssigkeit pulsirende und fortschreitende (oder oscillatorisch fortschreitende) oder auch rotirende (oder oscillatorisch rotirende) Kugel auf eine andere und ähnliche ausüben möchte? Darunter aber sollten besonders diejenigen Theilerscheinungen ausgeschieden werden, die in innigem Verband mit der Zähigkeit standen: sodass auf dem einen Flügel derselben Erscheinungsreihe das Statisch-ähnliche, auf der anderen das Galvanisch-ähnliche auftreten könnte; während das Dynamisch-electroidische, nach dieser Art der Betrachtungen, die letzten als etwas mehr umfassend umschliessen müsste.

Wir haben uns vorzüglich zu der umfangreichen neuen Frage gehalten bez. den unter pulsirenden Bewegungen veranlassten oscillatorischen Fortschreitungen in einer zähen Flüssigkeit, die sich doch mehr cohäsiv als adhäsiv verhält; bemerken aber auch, dass an einer bestimmten Stelle die Lösung daraus bestimmt worden ist, wie die Frictionalbedingung für die Grenzflächen aufzustellen sei. Die jetzige Wissenschaft ist ja kaum auf diesem Punkte fertig. Was man versucht hat, passt, wenigstens meiner Meinung nach, eigentlich allein für den Grenzfall, dass die Flüssigkeit dem Körper an den Berührungsstellen genau mitfolgt; wie für Zwischenfälle, die sich diesem sehr nähern. Hier aber steht man der anderen Grenze nahe, wo die Bewegungsunterschiede zu den beiden Seiten der scheidenden Flächen bedeutend sein können, ohne recht grosse Hemmungen zu bewirken; und wo demnach eine Flüssigkeitsbewegung sich zur Untersuchung

darbietet, die nur wenig von einer Potentialbewegung abweichen wird.

Die Nähe an einem Grenzzustande solcher Art, gekennzeichnet durch die einfachst mögliche Bewegung der Flüssigkeit, ist dann benutzt worden, um die Frictionalbedingung in Uebereinstimmung mit den gegebenen Aufgaben wie mit den Ergebnissen der Experimentalversuche zu bringen.

15. *Ueber den thermomagnetischen Longitudinaleffect beim Wismuth; von Robert Defregger.*

Gelegentlich der Wiederholung der Versuche von A. v. Ettingshausen und W. Nernst[1]) über den „thermomagnetischen Transversal- und Longitudinaleffect" fand ich, dass die Bemerkung der Beobachter, es sei die Stärke der Wirkung von der Natur der Electrodendrähte unabhängig, für den longitudinalen Effect nicht zutrifft.

Wie aus der l. c. beschriebenen Versuchsanordnung hervorgeht, treten im Kreise immer Thermoströme auf und meine Untersuchungen beschäftigen sich zunächst mit der Frage, welchen Einfluss dieselben auf den Verlauf des Longitudinaleffectes üben.

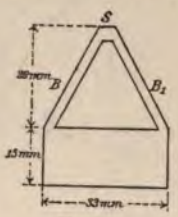


Fig. 1.

Die Messung des magnetischen Feldes geschah mit Hülfe einer Lenard'schen Wismuthspirale, deren Widerstand mittels eines astatischen Galvanometers nach Wiedemann gemessen wurde. Zur Messung der Ströme diente ein Deprezgalvanometer Edelmann'scher Form. Im Ablesefernrohr waren beide Scalen übereinander sichtbar, sodass beide Ablesungen gleichzeitig erfolgen konnten.

Um den Einfluss der Electroden ganz zu beseitigen und vor allem zu erreichen, dass die Thermoströme, die bisher immer compensirt wurden, *gar nicht zu Stande kommen*, mussten auch die Ableitungen aus Wismuth hergestellt werden. Als zweckmässig bewährte sich folgende Anordnung: Es wurden Wismuthplatten mit einem winkelförmigen Steg BB_1 als ein Ganzes gegossen (Fig. 1). An die Schmalseiten derselben wurden Kupferröhren D und D_1 (Fig. 2) angelöthet[2]), welche von Wasser und Wasserdampf durchströmt einen Temperaturunterschied zwischen diesen Stellen aufrecht erhielten. Zugleich

1) A. v. Ettingshausen u. W. Nernst, Wied. Ann. **29.** p. 343. 1886.
2) W. Nernst, Wied. Ann. **31.** p. 765. 1887.

Solche Influenzerscheinungen gehorchten nun wieder Gesetzen, die mit den entsprechenden auf dem electrischen Gebiete die meist eingehenden Aehnlichkeiten darboten. Und so auch, wenigstens im Hauptfalle, mit den Ladungserscheinungen. Eine pulsirende Kugel verliert, unter Berührung mit einer neutralen, einen Theil ihrer eigenen Pulsation zu Gunsten einer genau entsprechenden, entgegengesetzter Art, für den empfangenden Körper; eine entgegengesetzte Ladung wird somit unter solchen Berührungen dem neutralen mitgetheilt.

Im Anschluss an diese späteren Auffassungen war nun zu prüfen, ob nicht galvanisch-ähnliche (galvanoidische) Erscheinungen einfach und in weiterem Umfange entstehen würden, wenn pulsirende Kugeln beider Arten (positive und negative Electroiden) rotirende oder fortschreitende Bewegungen in einer Flüssigkeit ausführten, und somit auch isochron oscilliren müssten. Die Wirkung ihrer Zähigkeit, die im statischen Falle zu vernachlässigen wäre — indem die Zuhaftungen der Flüssigkeit zu den Körpern, mit ihren dann viel stärkeren Vibrirungen, zur Beförderung der Gleitungen sehr verringert würden — kam also jetzt hinzu. Und was besonders davon abhing, wurde als „galvanoidisch" characterisirt.

Es wurde nun, Weber'sche Ideen zum Muster nehmend, räsonnirt. Paare von entgegengesetzt pulsirenden und entgegengesetzt rotirenden Kugeln, also rotirende Electroidenpaare, üben in der Ferne eine ähnliche Wirkung aus, wie zwei auf dieselbe Weise oscillatorisch rotirende, unveränderliche Kugeln; doch so, was die Aehnlichkeit mit den physischen Ergebnissen noch mehr stärkt, dass ihre Oscillationen einem Cosinusgesetz gehorchen, wenn die Pulsationen im Sinusgesetz folgen. Näher ist es übrigens nicht möglich, diese Aehnlichkeit und die Unterschiede in der Wirkungsweise hier zu beleuchten.

Von dieser Seite kehrte dann die oben erwähnte Vorstellung vom Ursprunge gewisser galvanisch-ähnlicher Erscheinungen zurück; hier aber ohne Widerstreit mit den geänderten Grundanschauungen. Und diese wurden nun so natürlich vervollständigt durch den verwandten Gedanken: dass auch Paare von entgegengesetzt pulsirenden und entgegengesetzt laufenden Kugeln, — indem sie im Momente des Vorbeigehens

als in Paaren auftretend gedacht werden können — in der Ferne ähnlich wirken würden, als wenn sie, jede für sich, dieselben cosinus-oscillatorischen Linearschwingungen ausführten; die Pulsationen müssten wie früher einem Sinusgesetze gehorchen. In der That ist auch eine solche kreuzende Doppelbewegung längs einem Leitungskreis hier um so mehr mechanisch-rationell, weil die einander begegnenden, entgegengesetzt pulsirenden Electroiden streben, einander seitlich zu entweichen.

Somit entstand auch die Frage, indem man von der zusammengesetzten gegebenen zu einer einfacheren verwandten überging: welches sind die Kraftwirkungen, die eine in einer zähen Flüssigkeit pulsirende und fortschreitende (oder oscillatorisch fortschreitende) oder auch rotirende (oder oscillatorisch rotirende) Kugel auf eine andere und ähnliche ausüben möchte? Darunter aber sollten besonders diejenigen Theilerscheinungen ausgeschieden werden, die in innigem Verband mit der Zähigkeit standen: sodass auf dem einen Flügel derselben Erscheinungsreihe das Statisch-ähnliche, auf der anderen das Galvanisch-ähnliche auftreten könnte; während das Dynamisch-electroidische, nach dieser Art der Betrachtungen, die letzten als etwas mehr umfassend umschliessen müsste.

Wir haben uns vorzüglich zu der umfangreichen neuen Frage gehalten bez. den unter pulsirenden Bewegungen veranlassten oscillatorischen Fortschreitungen in einer zähen Flüssigkeit, die sich doch mehr cohäsiv als adhäsiv verhält; bemerken aber auch, dass an einer bestimmten Stelle die Lösung daraus bestimmt worden ist, wie die Frictionalbedingung für die Grenzflächen aufzustellen sei. Die jetzige Wissenschaft ist ja kaum auf diesem Punkte fertig. Was man versucht hat, passt, wenigstens meiner Meinung nach, eigentlich allein für den Grenzfall, dass die Flüssigkeit dem Körper an den Berührungsstellen genau mitfolgt; wie für Zwischenfälle, die sich diesem sehr nähern. Hier aber steht man der anderen Grenze nahe, wo die Bewegungsunterschiede zu den beiden Seiten der scheidenden Flächen bedeutend sein können, ohne recht grosse Hemmungen zu bewirken; und wo demnach eine Flüssigkeitsbewegung sich zur Untersuchung

darbietet, die nur wenig von einer Potentialbewegung abweichen wird.

Die Nähe an einem Grenzzustande solcher Art, gekennzeichnet durch die einfachst mögliche Bewegung der Flüssigkeit, ist dann benutzt worden, um die Frictionalbedingung in Uebereinstimmung mit den gegebenen Aufgaben wie mit den Ergebnissen der Experimentalversuche zu bringen.

15. *Ueber den thermomagnetischen Longitudinaleffect beim Wismuth; von Robert Defregger.*

Gelegentlich der Wiederholung der Versuche von A. v. Ettingshausen und W. Nernst[1]) über den „thermomagnetischen Transversal- und Longitudinaleffect" fand ich, dass die Bemerkung der Beobachter, es sei die Stärke der Wirkung von der Natur der Electrodendrähte unabhängig, für den longitudinalen Effect nicht zutrifft.

Wie aus der l. c. beschriebenen Versuchsanordnung hervorgeht, treten im Kreise immer Thermoströme auf und meine Untersuchungen beschäftigen sich zunächst mit der Frage, welchen Einfluss dieselben auf den Verlauf des Longitudinaleffectes üben.

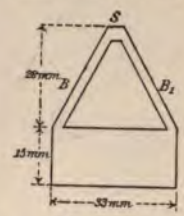


Fig. 1.

Die Messung des magnetischen Feldes geschah mit Hülfe einer Lenard'schen Wismuthspirale, deren Widerstand mittels eines astatischen Galvanometers nach Wiedemann gemessen wurde. Zur Messung der Ströme diente ein Deprezgalvanometer Edelmann'scher Form. Im Ablesefernrohr waren beide Scalen übereinander sichtbar, sodass beide Ablesungen gleichzeitig erfolgen konnten.

Um den Einfluss der Electroden ganz zu beseitigen und vor allem zu erreichen, dass die Thermoströme, die bisher immer compensirt wurden, *gar nicht zu Stande kommen*, mussten auch die Ableitungen aus Wismuth hergestellt werden. Als zweckmässig bewährte sich folgende Anordnung: Es wurden Wismuthplatten mit einem winkelförmigen Steg BB_1 als ein Ganzes gegossen (Fig. 1). An die Schmalseiten derselben wurden Kupferröhren D und D_1 (Fig. 2) angelöthet[2]), welche von Wasser und Wasserdampf durchströmt einen Temperaturunterschied zwischen diesen Stellen aufrecht erhielten. Zugleich

1) A. v. Ettingshausen u. W. Nernst, Wied. Ann. **29.** p. 343. 1886.
2) W. Nernst, Wied. Ann. **31.** p. 765. 1887.

Elasticitätscoefficient	Temperatur	Bemerkungen	Abnahme des Coeff. in Proc. bei einer Temp.-Steig. von 0° bis 100°	Beobachter
17044	0°	gezogen		Wertheim [1])
15518		angelassen	10,1	„
17187			0,89	Katzenelsohn [2])
16020	13,2			Georg S. Meyer [3])
16926	20	*vor* d. Erwärmen		Winkelmann
18380	20	*nach* d. Erwärmen	2,4	„

Die Differenzen werden theilweise in der Verschiedenheit des Materials und der Behandlung desselben begründet sein.

7. Nachdem das Platin längere Zeit geruht hatte, wurde es von neuem bei Zimmertemperatur untersucht und gab folgende Werthe, denen zur Vergleichung die früher erhaltenen Resultate beigefügt sind.

Nr. des Versuchs	Datum der Beobachtung	Elasticitätscoefficient bei 20°	Bemerkungen
1	9. Jan. 1896	16926	Vor jeder Erwärmung
	9.—21. Jan. 1896		Vielfache Erwärmungen bis 400°
2	22. Jan. 1896	18380	Nach mehrfachen Erwärmungen u. Abkühlungen
3	17. Nov. 1896	17516	Nach langer Pause ohne weitere Erwärmungen
4	12. März 1897 [4])	17508	Nach normaler Pause ohne vorherige Erwärmungen
	20. März 1897		Erwärmt bis 320°
5	25. März 1897	17950	
	26. März 1897		Erwärmt bis 390°
6	27. März 1897	17958	
7	30. April 1897	17958	

1) Wertheim, Ann. de chim. et phys. (3) **12.** p. 385. 1844.
2) Katzenelsohn, Dissert. Berlin 1887.
3) G. S. Meyer, Wied. Ann. **59.** p. 669. 1896.
4) Diese und die folgenden Beobachtungen sind von Hrn. Thomas in dankenswerther Weise ausgeführt.

sofort, dass die Stellungsänderungen der Nadel (Spalte $e—e_0$) bei Bi-Ableitung weit geringfügiger sind als bei Cu-Ableitung (Einfluss der Electroden). Ja noch mehr: Bildet man die Quotienten e/e_0 und vergleicht die Werthe derselben bei Cu- und Bi-Ableitung, so zeigt sich, dass für ein und dieselbe Feldstärke sich der jeweilige Thermostrom um *denselben Bruchtheil seiner ursprünglichen Stärke geändert hat* (vgl. Columne e/e_0).

Tabelle.

Feldstärke	Cu-Ableitung			Bi-Ableitung		
	e	$e—e_0$	$\frac{e}{e_0}$	e	$e—e_0$	$\frac{e}{e_0}$
0	95,5			14,9		
+ 11500	110,6	15,4	**1,16**	17,6	2,6	**1,19**
0	98,9			15,0		
0	96,3			14,7		
− 11500	117,2	19,2	**1,19**	18,0	3,2	**1,21**
0	99,8			14,9		
0	99,7			14,7		
+ 7000	110,8	11,1	**1,11**	16,0	2,2	**1,07**
0	99,8			15,0		

Die Auffassung der Entdecker also, dass die Stellungsänderung der Nadel einer electromotorischen Kraft zuzuschreiben sei, die im Wismuth allein ihren Sitz hat, ist hiernach nicht mehr haltbar. Denn nach dieser Auffassung müssten gerade die *Stellungsänderungen* $e—e_0$ für ein und dieselbe Feldintensität dieselben sein, ob Cu- oder Bi-Ableitung eingeschaltet sein mochte.

Nun war es bei einigen recht homogen gerathenen Platten möglich, den ursprünglichen Thermostrom im Bi-Kreise ganz zum Verschwinden zu bringen, dadurch, dass mittels eines Gebläses ständig Luft in kräftigem Strome an die Löthstellen bei LL_1 herangeführt wurde. Da zeigte sich, was sich erwarten liess: die Nadel entfernte sich bei Benutzung der Bi-Ableitung auch bei stärksten Feldern *nicht mehr vom Nullpunkt*, während bei Cu-Ableitung Stellungsänderungen bis zu 30 Scalentheilen vorkamen.

19. *Ueber die Untersuchung electrischer Drahtwellen mit Hülfe von Staubfiguren; von Wilhelm von Bezold.*

Am 5. Februar 1870 legte Ph. Jolly der bayerischen Akademie der Wissenschaften eine von mir verfasste Abhandlung vor, in welcher unter dem Titel „Untersuchungen über die electrische Entladung“ neben einigen anderen Erscheinungen auch die ersten Beobachtungen über electrische Drahtwellen beschrieben sind.

Trotz des Wiederabdruckes in diesen Annalen[1]) und einer englischen Uebersetzung[2]) blieb die Arbeit beinahe gänzlich unbeachtet, bis sie im Jahre 1892 durch H. Hertz der Vergessenheit entrissen wurde, indem er sie als einen Vorläufer seiner eigenen Untersuchungen in hochherziger Weise mit geringfügigen Abkürzungen in die Sammlung seiner epochemachenden Abhandlungen aufnahm.

Dass meine Mittheilung solange keine Berücksichtigung gefunden hat, ist, wie schon Hertz bemerkte, wohl in erster Linie dem Umstande zuzuschreiben, dass sie nur als eine „vorläufige“ bezeichnet war, und zwar umsomehr, als der geringe Umfang derselben nicht vermuthen liess, über welche Menge neuer Thatsachen hier in engem Raume und in äusserst knapper Darstellung berichtet sei. Vor allem aber dürfte der Mangel einer eigentlichen Beschreibung der Versuche von der Wiederholung derselben abgehalten haben.

Dagegen mag sich wohl schon mancher gefragt haben, wie es gekommen sei, dass ich die in Aussicht gestellte ausführliche Veröffentlichung niemals gebracht und die Sache nicht weiter verfolgt habe. Auch würde ich es keinem verargen, wenn er auf den Gedanken verfallen wäre, dass ich selbst die Bedeutung dieser Versuche gar nicht richtig gewürdigt und nicht gefühlt hätte, dass sie die Keime zur Erschliessung ganz neuer Gebiete in sich trugen.

1) W. v. Bezold, Pogg. Ann. **150.** p. 541—552. 1870.
2) W. v. Bezold, Phil. Mag. (4) **40.** p. 42—51. 1870.

Dies war jedoch keineswegs der Fall, im Gegentheil habe ich es Jahre hindurch schmerzlichst empfunden, dass äussere Umstände mich hinderten, die Arbeit in dem von mir beabsichtigten Umfange wieder aufzunehmen.

Ursprünglich ging mein Plan dahin, nach dem Vorgange von Hrn. W. Feddersen das von einem rotirenden Hohlspiegel entworfene Bild des Entladungsfunken zu photographiren, und dadurch die Dauer der Schwingungen zu bestimmen, während gleichzeitig die Wellenlängen aus den Abmessungen der Drähte ermittelt werden sollten, welche einzuschalten sind, um die durch Staubfiguren sichtbar gemachten Knoten und Bäuche recht schlagend hervortreten zu lassen.

Leider musste ich den Gedanken, die Versuche in so grossem Maassstabe aufzunehmen und weiter zu führen, bald wieder fallen lassen, da ich weder über ein eigenes Laboratorium, noch über einen eigenen Assistenten etc. verfügte.

Ich beschränkte mich deshalb zunächst darauf, das von mir verwendete Prüfungsmittel, d. h. die electrischen Staubfiguren in ihren mannichfaltigen Gestalten zum Gegenstande eines eingehenden Studiums zu machen, um die Unsicherheiten beseitigen zu lernen, mit welchen meine Versuche im Anfang noch immer behaftet waren, und sie später in einwurfsfreier Weise wieder aufnehmen zu können.

Inzwischen war ich durch äussere Verhältnisse auf ganz andere Arbeitsgebiete — physiologische Optik, technische Physik, Meteorologie — gedrängt worden, und als es nach Abschluss der Organisation des meteorologischen Dienstes in Bayern den Anschein hatte, als ob es mir nun doch endlich möglich werden sollte, mich wieder der Electricitätslehre zuwenden zu können[1]), da musste ich mit Uebernahme meiner jetzigen Stellung in Berlin die Hoffnung endgültig aufgeben, jemals wieder grössere physikalische Experimentaluntersuchungen auszuführen.

Bald darauf erschienen die bahnbrechenden Arbeiten von Hertz, die auch auf mich einen so überwältigenden Eindruck machten, dass es mir selbst nie in den Sinn gekommen wäre,

1) Vgl. W. v. Bezold, Wied. Ann. **11.** p. 787. 1880; **24.** p. 401. 1884; **23.** p. 426. 1884.

bezüglich der wenigen Schritte, die ich 17 Jahre früher nach derselben Richtung hin gethan hatte, Prioritätsansprüche zu erheben.

Dagegen hat es Hertz selbst aus freiem Antrieb übernommen, meine alte Arbeit der Vergessenheit zu entreissen und mir dadurch eine Genugthuung gewährt, wie ich sie mir nicht schöner hätte wünschen können.

Gerade deshalb mag es berechtigt erscheinen, wenn ich noch nachträglich wenigstens den Apparat beschreibe, mit dem ich damals meine Versuche angestellt habe. Vielleicht findet sich der eine oder andere Physiker dadurch veranlasst, sie unter den erweiterten Gesichtspunkten, mit denen man heute an die Frage herantreten kann, wieder aufzunehmen, oder sie wenigstens als Demonstrationsexperimente weiter auszubilden, wofür sie besonders geeignet erscheinen.

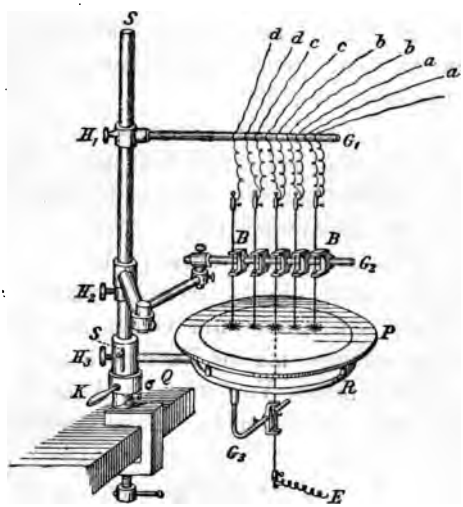


Fig. 1.

Fig. 1 giebt ein Bild des Apparates, der in der Werkstätte von Dr. M. Th. Edelmann in München hergestellt wurde.

S ist eine runde Metallstange von 50 cm Höhe — da ich den Apparat nicht bei der Hand habe, so gebe ich die Maasse nur schätzungsweise —, die durch eine Zwinge an einen Tisch angeschraubt werden kann. Sie trägt an ihrem oberen Drittel einen gut isolirenden Glasstab G_1, der mit Hülfe einer Hülse H_1 verschoben und vermittelst einer Klemmschraube an einer beliebigen Stelle festgestellt werden kann. Diesen Stab, den man natürlich auch aus Ebonit machen kann, dient als Führung für die Drahtenden bez. für jene Theile des Drahtes, an welchen man den Schwingungszustand untersuchen will. Um eine Verschiebung dieser Drähte und damit unbeabsichtigte

Berührungen unmöglich zu machen, hatte ich den Glasstab mit Ringen aus Siegellack versehen, die Rillen besassen, in welche der Draht mit einmaliger Umwindung eingelegt wurde. Wendet man Ebonit an, so kann man gleich Rillen eindrehen lassen.

Von diesem Stabe G_1 führten die Drähte in einigen spiralförmigen Windungen zu den Zuleitern, deren hier fünf abgebildet sind. Diese Zuleiter, von denen man einen in Fig. 2 in grösserem Maassstab gezeichnet findet, bestehen aus feinen geraden Stricknadeln, denen an zwei Stellen durchbohrte Bügel B als Führung dienen. Das Mittelstück dieser Bügel ist mit einer runden Oeffnung und einer Klemmschraube versehen, damit sie über den Glasstab G_2 gesteckt und dort befestigt werden können.

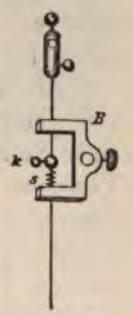


Fig. 2.

Um die Spitzen sämmtlicher Nadeln in genau gleiche Höhe bringen zu können, und zwar so, dass sie bei Annäherung der Ebonittafel, auf welcher die Staubfiguren gebildet werden sollen, diese gerade berühren, ohne einen nennenswerthen Druck auszuüben, und ohne bei der Herstellung oder bei dem Lösen der Berührung irgendwie zu kratzen oder zu rutschen, trägt jede Nadel zwischen den Bügeln eine kleine Klemmschraube (k) die man, wenn es zweckmässig scheint, auf einem kleinen federnden Spiraldraht s ruhen lassen kann. An dem in Fig. 1 dargestellten unteren Zuleiter ist diese Spirale unbedingt nothwendig, um die Nadel gegen die Probeplatte zu drücken. Oben sind an den Nadeln Klemmen mit zwei Bohrungen und zwei Schrauben angebracht, von denen die eine zur Befestigung an die Nadel, die andere zur Aufnahme und Befestigung des Drahtendes dient. Zur Vermeidung von Spitzenwirkungen sind alle Klemmen wohl abgerundet und die Köpfe der Klemmschrauben kugelförmig gestaltet.

Die Verwendung derartiger Zuleiter ist unerlässlich, wenn man wirklich schön ausgebildete, von Unregelmässigkeiten freie Staubfiguren erhalten will, sie ist deshalb auch für die gewöhnlichen Demonstrationsversuche sehr empfehlenswerth. In diesem Falle schiebt man den Bügel über einen beliebigen isolirenden Stab, den man je nachdem einfach in der Hand halten kann,

und nähert der oberen Klemmschraube den Knopf einer schwach geladenen Leydener Flasche, oder sonst einen geladenen Conductor.

Der isolirende Stab G_2, der die Bügel der Zuleiter trägt, ist an einem gebrochenen, mit Gelenk versehenen Hebel angebracht, an dessen einem Ende sich eine Hülse befindet, die über den Stab S geschoben, auf einer zweiten ebenfalls verschiebbaren und durch eine Klemmschraube an beliebiger Stelle zu fixirenden H_2 ruht.

Diese Einrichtung gestattet, die isolirende Stange G_2 leicht in beliebige Stellungen zu bringen, insbesondere auch parallel mit sich zu verschieben, sodass man die zusammengehörigen Staubfiguren, wie sie einer bestimmten Versuchsanordnung entsprechen, sofort wieder an benachbarten Stellen der Probeplatte herstellen kann.

Als Probeplatte benutzt man am besten Ebonitplatten von einigen Millimetern Dicke, die auf der einen Seite mit einer Stanniolbelegung versehen sind. Will man bestimmte Versuche ausführen, bei welchen auf beiden Seiten Staubfiguren entstehen sollen, so muss man natürlich unbelegte Platten verwenden. Um auch diese Versuche machen zu können, ist es zweckmässig, auf der unteren Seite einen ähnlichen Zuleiter anzubringen, wie sie oberhalb zur Anwendung kamen. Benutzt man eine belegte Platte, so hat man die untere Klemme dieses Zuleiters einfach mit der Erde zu verbinden, während die Nadel durch den federnden Spiraldraht gegen die Belegung gedrückt wird.

Die Platte selbst, die bei meinen Versuchen einen Durchmesser von etwa 35 cm hatte, während jener der Belegung 25 cm betrug, ruht auf drei kurzen Glasfüssen, die in einen Metallring R eingekittet sind.

Der nämliche Ring trägt auch den gebogenen Glasstab G_3, an dem die untere Zuleitung bez. Ableitung angebracht ist. Der Ring selbst ist durch eine Querstange Q mit einer Hülse H_3 verbunden, die ebenfalls über die den Haupttheil des Stativs bildende Stange S gesteckt ist und seitlich einen Schlitz hat, durch diesen Schlitz ragt ein kleiner auf S befestigter Stift s, sodass die Hülse H_3 zwar Verschiebungen im verticalen Sinne, aber keine Drehung ausführen kann.

Unterhalb der Hülse H_3 befindet sich ein schraubenartig schief abgeschnittenes Rohrstück, das ebenfalls genau auf den Stab S passt; dreht man dasselbe mit Hülfe der Kurbel K, so gleitet die schiefe Fläche über einen Stift σ weg, und bewirkt damit ein Heben oder Senken der Probeplatte je nach dem Sinne, in welchem die Kurbel gedreht wird.

Hat man die Platte nach erfolgter Entladung auf den tiefsten Stand herabsinken lassen, so kann man sie leicht ohne irgend welche störende Berührung abnehmen, und mit dem bekannten Pulvergemisch von Schwefel und Mennige, oder nach dem Vorgange von A. Kundt von Schwefel und englisch Roth bestreuen.

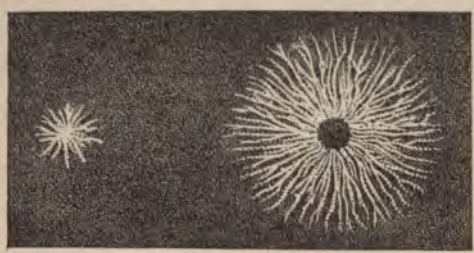


Fig. 3.

Dass man jetzt, wo man über die Trockenplatten verfügt, die Figuren auch unmittelbar auf photographischen Platten herstellen und nachträglich entwickeln kann, ist selbstverständlich. Ueber die Art und Weise, wie man die Drähte mit den Zuleitern zu verbinden hat, um sie dem einen oder anderen der l. c. gegebenen Schemata anzupassen, ist es kaum nöthig, ein Wort zu sagen, da sich dies von selbst ergiebt.

Fig. 4.

„Dagegen muss besonders hervorgehoben werden, dass man sämmtliche Stützen vor jedem Versuche mit einer Flamme überfahren muss, um alle von früheren Versuchen oder sonstwie zufällig an den Isolatoren haftenden Electricitätsmengen vollständig zu entfernen."

Leider habe ich mich erst sehr spät von der ausschlaggebenden Bedeutung dieser an sich so geringfügigen Vorsichtsmaassregel überzeugt. Infolge dessen waren die Versuche

auch lange Zeit mit störenden Unsicherheiten behaftet, ein Umstand, der nicht unwesentlich dazu beitrug, die ausführliche Veröffentlichung der Versuche hinauszuschieben, und mich zunächst dem Studium des Bildungsgesetzes der electrischen Staubfiguren zuzuwenden, um alle hierbei in Betracht kommenden Punkte genau kennen zu lernen.

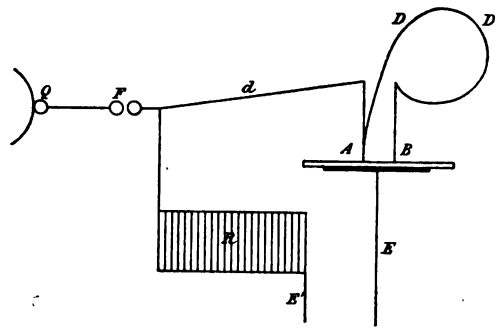


Fig. 5.

Ferner ist es wichtig, zu dem Nachweise der Drahtwellen weder zu grosse Electricitätsmengen, noch zu grosse Schlagweiten zu benutzen. Man darf dementsprechend auch keine Leydener Flaschen verwenden, sondern nur einfache Conductoren, die man bis zu Schlagweiten von wenigen Millimetern ladet. Ich bediente mich bei meinen Versuchen einer alten Electrisirmaschine mit einem kugelförmigen Conductor von etwa 15 cm Durchmesser, die Schlagweite wurde an einem Riess'schen Funkenmikrometer gemessen, dessen Kugeln in den Schemata Figg. 5 und 6 durch kleine Kreise versinnlicht sind, während die Funkenstrecke selbst durch *F* bezeichnet ist.

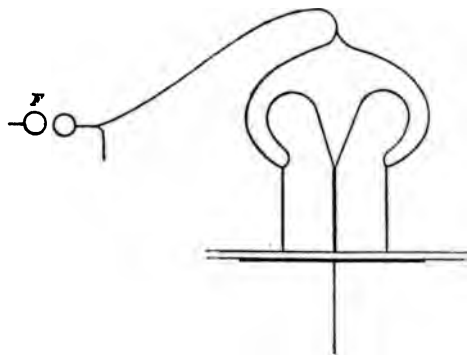


Fig. 6.

Die Ebonitplatte wurde vor jedem Versuche sorgfältig mit Alkohol oder Aether abgewaschen und nach dem Trocknen mit einer Bunsenflamme überfahren. Zum Abdrucken und Aufbewahren der Figuren bestrich ich schwarzes Seidenpapier,

später schwarzes Glanzpapier mit einer Kautschuklösung, die durch Benzin auf passende Verdünnung gebracht war. Das Papier wurde während des Trocknens mit der befeuchteten Seite auf die mit dem Pulver bestreute Platte gelegt, mit der Hand darüber gestrichen und abgehoben.

Die Fig. 3 und 4 sind Abbildungen solcher Abklatsche, die ich seit 1870 aufbewahrt habe. Sie sind nach den Schemata Fig. 5 — Fig. 9 der alten Abhandlung — und Fig. 6 hergestellt. Bei Fig. 3 betrug die Schlagweite 4 mm, die Länge der Schleife *D D*, über welche ich keine genaue Angabe mehr finden kann, vermuthlich 6 m. Aehnliche Abmessungen wurden auch zur Herstellung von Fig. 3 verwendet. Die in Fig. 1 skizzirte Anordnung zeigt die Verwendung von vier Schleifen und fünf Zuleitern von solchen Dimensionen, dass die Figuren zwei Knoten und drei Bäuchen entsprechen.

20. *Ueber das Verhalten der Dielectricitätsconstante und des Brechungsexponenten im magnetischen Felde;* von *K. R. Koch.*

Zur Feststellung und Prüfung gewisser theoretischer Grundanschauungen über das Wesen des Magnetismus schien es mir von Wichtigkeit zu sein, zu untersuchen, ob in starken magnetischen Feldern eine Aenderung der Dielectricitätsconstante oder des Brechungsexponenten existirt.[1]) Die Versuche über das Verhalten der Dielectricitätsconstante im Felde eines starken Electromagneten führten zu keinem Resultat, da es mir nicht vollkommen gelang, die durch die Erregung des Electromagneten durch starke Ströme hervorgerufenen Inductions- bez. Influenzwirkungen bei den Capacitätsmessungen zu beseitigen.[2]) Bei dem Zusammenhang beider Grössen — der Dielectricitätsconstante und des Brechungsexponenten — mag es indessen auch als genügend angesehen werden, wenn die Aenderung bez. Unveränderlichkeit nur einer dieser Grössen — nämlich des Brechungsexponenten — nachgewiesen ist. Derartige Störungen, wie sie bei den Capacitätsmessungen sich bemerkbar machen, sind bei der Untersuchung über die Constanz des Brechungsexponenten nicht zu fürchten; bedient man sich des Interferentialrefractors, so sind die Messungen äusserst genau auszuführen, sodass bei der Empfindlichkeit dieser Methode auch minimale Aenderungen dieser Grösse festgestellt werden können.

Benutzt wurde für diese Untersuchungen ein Interferentialrefractor Zehender'scher Construction[3]), der von der Firma

1) Ich verweise hier, um den gestatteten Raum nicht zu überschreiten, auf die zusammenfassenden Darstellungen bei G. Wiedemann, Poincaré, Drude, Reiff u. a.

2) Vgl. ähnliche Untersuchungen bei Hall, Am. Journ. of Sc. (3) **20.** p. 161. 1880.

3) Z. f. Instr. **11.** p. 275. 1891; vgl. auch Mach, **12.** p. 89. 1892. Construction nach einem ähnlichen Princip.

Ludw. Tesdorpf in Stuttgart in vorzüglicher Ausführung[1]) geliefert war. Da bei dieser Construction bekanntlich die beiden Glasklötze des gewöhnlichen Jamin'schen Apparates durch zwei Spiegelpaare ersetzt sind, die sich in beliebigen unter sich gleichen Abständen befinden können, so kann man die beiden parallel laufenden interferirenden Strahlen beliebig weit voneinander entfernen, es ist dadurch möglich, grosse Electromagnete und Magnetisirungsspulen im Gang des einen Strahles ohne Störung des anderen zu benutzen. Für diese Versuche war selbstverständlich der Interferentialrefractor vollkommen eisenfrei hergestellt. Besondere Sorgfalt wurde auf eine feste und isolirte Aufstellung aller Theile verwandt. Die Spiegelpaare des Interferentialrefractors ruhten auf Steinpfeilern, die auf Betonklötzen, vom Fussboden des Zimmers isolirt, aufgeführt waren. Den Kopf des Pfeilers bildete eine ebene Schieferplatte von 1 m^2 Grösse. Vollkommen isolirt hiervon war ebenso der Electromagnet bez. waren die benutzten Magnetisirungsspulen aufgestellt und wiederum isolirt von diesen die zu untersuchenden Substanzen.

A. Untersuchungen in homogenen magnetisirten Feldern im Innern von Spulen.

Bezeichnet man mit v die Aenderung des Brechungsexponenten, mit n die Anzahl der an einem Punkte scheinbar durchgewanderten Interferenzstreifen, mit λ die Wellenlänge des angewandten Lichtes und mit d die Dicke der durchstrahlten Schicht, es besteht zwischen diesen Grössen bekanntlich die Beziehung $v = n\lambda/d$; bei gegebenem v wächst also n mit d. Es wurden deshalb die zu untersuchenden Flüssigkeiten und Gase in möglichst lange (1 m) Röhren gebracht, die durch planparallele Glasplatten geschlossen und durch Communicationsröhren verbunden waren; über das eine Rohr war mit dazwischen befindlicher Kühlwasserschicht eine Spule geschoben, je nach der angewandten Stromstärke bestehend aus 8,5 Windungen pro Centimeter von 3 mm dickem, oder aus 3 Windungen pro Centimeter aus 4 mm dickem Kupferdraht. Da von der hiesigen electrischen Centrale Ströme bis

1) Der Apparat gestattet z. B. mit Leichtigkeit noch bei Spiegelabständen von 10 m Beobachtungen auszuführen.

zu 400 Ampère entnommen werden konnten — für gewöhnlich wurden allerdings, um Störungen im Leitungsnetz zu vermeiden, nur Ströme bis zu 250 Ampère benutzt — so waren im Innern der Spulen leicht Magnetfelder von 2—3000 Einheiten und mehr zu erzeugen. Da der Strom nur wenige Secunden geschlossen zu werden brauchte, erwies sich die Kühlvorrichtung überflüssig. Um derartige starke Ströme plötzlich ein- und ausschalten zu können, waren entsprechende Ausschalter und Vorschaltwiderstände construirt; letztere bestanden aus Kruppindraht, der sich, in einer weiten Spirale aufgewickelt, in einem grossen Holzbottich in Wasser befand. In den beiden Beobachtungsröhren konnte der Druck mit Hülfe einer Cailletet'schen Pumpe leicht auf 500 Atmosphären gebracht werden. Die Röhren lagerten, damit man sie bequem in den Weg der interferirenden Strahlen bringen konnte, auf besonders construirten Stativen, die durch passende Triebe eine Verstellbarkeit der Axe der Röhre in jeder Richtung, ohne dabei auf dieselbe einen Zwang auszuüben, ermöglichten. Für feste Substanzen eignet sich natürlich diese Methode der Untersuchung in einer Magnetisirungsspirale nicht, da sie nicht in genügenden Längen zu beschaffen sind.

Die Untersuchung erstreckte sich auf sehr viele Flüssigkeiten und Gase, sowohl magnetische wie diamagnetische; es wurden natürlich vornehmlich solche berücksichtigt, von denen schon gewisse optische Besonderheiten in magnetischen oder electrischen Feldern bekannt waren. Es war jedoch bei keiner auch nur eine Spur einer Verschiebung der Interferenzfranzen bei stattfindender Magnetisirung zu beobachten, es kann deshalb hier eine Aufzählung der Substanzen der Kürze wegen unterbleiben.

B. Untersuchungen in starken magnetischen Feldern, die nach der Isthmusmethode hervorgerufen waren.

Erheblich stärkere Felder lassen sich bekanntlich zwischen entsprechend geformten Polen eines Electromagneten erzeugen; die Polschuhe bildeten einen abgestumpften Kegel, dessen Winkel 96° betrug. Die angewandte Feldstärke wird 25—30000 Einheiten überschritten haben, die Polschuhe waren soweit durchbohrt, dass sie eine genügende Durchsicht gestatteten, sodass in der Richtung der Kraftlinien beobachtet werden konnte;

durch passende Umstellung des Electromagneten konnte auch senkrecht zur Richtung der Kraftlinien die Untersuchung wiederholt werden.

Diese Methode eignet sich besonders zur Beobachtung fester Körper, die in planparallelen parallelepipedischen Stücken verwendet wurden; jedoch wurden auch Flüssigkeiten und Gase in derselben Weise untersucht, jene in Glaströgen mit planparallelen Wänden, diese in Glasröhren, die durch ebensolche Platten geschlossen waren.

Bei sorgfältigem Ausschluss aller Fehlerquellen, die namentlich durch Erschütterungen hervorgerufen werden, welche bei Erregung des Electromagneten kaum zu vermeiden sind, und damit kleine Aenderungen in der Orientirung der untersuchten Substanz bewirken, war auch hier eine Verschiebung der Interferenzstreifen bei der Magnetisirung nicht zu beobachten.

C. Untersuchungen in nicht-homogenen Feldern.

Man könnte es nach Analogie der optischen Erscheinungen, die man in nicht-homogenen electrischen Feldern beobachtet hat, nicht für unmöglich halten, dass in nicht-homogenen magnetischen Feldern die Magnetisirung eine Art Structuränderung, die eine Aenderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes und damit der Brechungsexponenten bewirkt, hervorbringen möchte. Das inhomogene magnetische Feld wurde in einfacher Weise dadurch erzeugt, dass einem abgerundeten Polschuh des Electromagneten eine Eisenplatte gegenübergestellt wurde.

Bei keiner der verschiedenen untersuchten zahlreichen Substanzen zeigte sich bei der Erregung des Electromagneten wiederum unter Ausschluss aller Fehlerquellen auch nur eine Spur einer Verlegung der Streifen bei der Magnetisirung.

Bei allen Versuchen war die Breite der Interferenzfranzen so gewählt, dass halbe Zehntel des Abstandes zweier benachbarter noch gut geschätzt werden konnten und jedenfalls eine Verschiebung um diesen Betrag von mir nicht übersehen werden konnte. Es würde dann aus den Versuchen unter A für Gase und Flüssigkeiten, die in meterlangen Röhren untersucht wurden, folgen, dass die plötzliche Erregung eines Feldes von 2—3000 Einheiten den Brechungsexponenten nicht um mehr als $3 . 10^{-8}$ seines Werthes geändert haben kann. Für Flüssigkeiten, die

undurchsichtiger waren, mussten kürzere, etwa 10 cm lange Röhren gewählt werden; für diese würde eine Aenderung von 3.10^{-7} des Werthes des Brechungsexponenten nicht unbemerkt geblieben sein. Bei den Versuchen sub *B* und *C* war das benutzte Feld schätzungsweise wohl 10 mal so stark, dagegen konnten die Substanzen nur in geringeren Dicken benutzt werden, die Dicken variirten zwischen 0,7 und 3 cm; hier kann sich der Brechungsindex nicht um mehr als 4.10^{-6} oder 1.10^{-6} geändert haben.

Diese ziemlich langwierige Untersuchung hat somit im ganzen ein negatives Resultat ergeben, sofern man nicht doch ein positives Ergebniss darin erblicken will, dass die Abwesenheit einer Einwirkung des Magnetismus auf den Brechungsexponenten und damit auf die Dielectricitätsconstante die neueren Anschauungen über das Wesen des Magnetismus und seinen Zusammenhang mit dem Licht und den electrischen Erscheinungen bestätigt.

Stuttgart, Phys. Inst. d. Techn. Hochschule, Juli 1897.

21. *Magnetische Spiegelbilder; von Heinrich Jaeger.*

Auf Veranlassung des Herrn Prof. Dr. Sohncke habe ich die von Prof. Silvanus P. Thompson-London[1]) zuerst beschriebenen magnetischen Spiegelbilder genauer untersucht und erlaube mir, im Folgenden einen *vorläufigen* kurzen Bericht über *einen Theil* der erhaltenen Resultate zu geben. Nach Thompson hat eine Eisenplatte, auf der eine Drahtspule steht, auf das Feld eines in der Spule *entstehenden oder vergehenden* Stromes denselben Einfluss, wie eine zweite in der Spiegelbildstellung befindliche Spule. Um zu untersuchen, ob dieser Einfluss auch auf das Feld eines *constanten* Stromes vorhanden ist, stellte ich die im zweiten Capitel besprochenen Versuche an; im ersten Abschnitt berichte ich über Erfahrungen, welche ich unbekannt mit den Thompson'schen Versuchen sammelte.

I.

Versuche mit einem geradlinigen stromdurchflossenen Leiter.

Gewisse Erwägungen veranlassten mich, das Feld eines von *constantem* Strom durchflossenen geradlinigen Leiters zu untersuchen, welcher *isolirt* auf einer dicken, breiten Eisenplatte lag. Zur Messung eines solchen Feldes kam nur eine Messmethode in Betracht, nämlich durch Drehen einer im magnetischen Felde befindlichen Spule („*Tastspule*") um ihre zum Stromleiter parallele Axe einen Inductionsstrom zu erzeugen, dessen durch ein empfindliches Galvanometer gemessene Intensität ein relatives Maass für die Stärke des magnetischen Feldes an jener Stelle ist. Als Strommesser benutzte ich das astatische Galvanometer von H. du Bois-Rubens, welches auf 17 Sec. einer vollen Amplitude astasirt und in Verbindung mit der Spiegelablesung nach Gauss benutzt wurde. Bei einem Scalenabstand von 2000 Scalen-

1) Silvanus P. Thompson and Mr. Miles Walker, Phil. Mag. (5) **39**. p. 213. 1895.

theilen betrug die Empfindlichkeit des Instrumentes 1.10^{-9} Amp. Die Verwendung dieses höchstempfindlichen Galvanometers bedingte die Elimination des Einflusses der erdmagnetischen Kraft, d. h. die Tastspulenaxe und damit die ganze Versuchseinrichtung war in die *Richtung der magnetischen Inklination* zu bringen. Die schliesslich getroffene Einrichtung entspricht im Princip derjenigen mancher Erdinductorien; eine ganz ähnliche Vorrichtung ist unlängst in diesen Blättern ausführlich beschrieben worden.[1]) Die Tastspule konnte in einer sicheren Führung parallel mit sich selbst derartig verschoben werden, dass der Abstand der Spulenaxe von der Leiteraxe in den Grenzen $r = 20$ mm und $r = 220$ mm beliebig variirbar war. So war also in Verbindung mit der oben angedeuteten Messmethode eine *radiale Abtastung* einer Strecke von 220 mm ermöglicht, die jeweilige Stellung der Spule war durch Scala und Zeiger genau ablesbar, bez. war letztere mit grösster Genauigkeit in jedem Punkte der Versuchsstrecke zu fixiren. Ausserdem war die Tastspule mit den anderen Elementen des Versuchsgestelles unveränderlich verbunden, befand sich also die Spulenaxe in der Richtung der magnetischen Inclination, so galt das gleichfalls für den geradlinigen Leiter und die Eisenplatte, bez. für deren Einspannvorrichtung.

Die *Ausführung einer Versuchsreihe* gestaltete sich folgendermaassen. Zunächst wurde für eine beliebige Stellung der Tastspule, beispielsweise $r = 20$ mm, der Neigungswinkel der Spulenaxe zur Horizontalen solange variirt, bis ein blosses Drehen derselben im Erdfelde einen möglichst kleinen Ausschlag im Galvanometer bewirkte, d. h. bis sich das ganze System in der Richtung der Inclinationsaxe befand. Dann wurde mit Fernrohr und Fadenkreuz ein geeigneter Punkt des Gestelles einvisirt, sodass eine eventuelle Aenderung des Neigungswinkels der Tastspulenaxe durch die späteren Operationen und eine daraus resultirende Variation der erdmagnetischen Kraft sich nicht der Beobachtung entziehen konnte. Da das Erdfeld sich für die zu betrachtende Strecke als inconstant erwies, so wurde es zunächst in der oben angedeuteten Weise abgetastet.

1) A. Kohn, Wied. Ann. 58. p. 530. 1896.

Tabelle.

I	II	III	IV	V	VI	III*
Abstand Tastspulenaxe Leiteraxe r=mm	Erdfeld	Feld des freien Leiters (corrig.)	Feld der Platte	Feld des Leiters + Feld der Platte	Feld des a.d. Platte ruhenden Leiters (corrig.)	Feld des freien Leiters ×2
20	0,21	67,7	10,4	144,8	134,4	135,4
25	0,8	57,0	10,2	122,5	112,3	114,0
30	1,2	48,25	9,0	105,1	96,1	96,5
35	1,5	39,5	6,5	85,6	79,1	79,0
40	1,7	36,0	6,3	78,8	72,5	72,0
45	2,0	30,5	10,7	73,0	62,3	61,0
50	1,8	26,25	8,9	62,1	53,2	52,5
60	1,7	20,5	14,4	57,5	43,1	41,0
70	0,9	17,4	14,1	49,1	35,0	34,8
80	1,0	15,56	15,2	45,7	30,5	31,12
90	1,0	14,35	15,3	43,5	28,2	28,7
100	0,8	12,5	7,7	33,7	26,0	25,0
110	0,7	11,0	5,9	28,8	22,9	22,0
120	0,2	10,2	6,1	26,9	20,8	20,4
130	−0,8	9,8	5,1	25,2	20,1	19,6
140	−0,4	9,6	5,4	25,2	19,8	19,2
150	−0,2	9,4	5,2	24,1	18,9	18,8
160	−0,6	8,6	5,3	23,8	18,5	17,2
170	−0,6	8,0	5,1	22,1	17,0	16,0
180	−0,9	7,95	5,5	21,7	16,2	15,90
190	−0,7	8,0	4,0	19,9	15,9	16,0
200	−1,2	7,2	5,1	19,7	14,6	14,4
210	−0,7	6,1	4,0	17,1	13,1	12,2
220	−1,0	5,5	3,0	14,1	11,1	11,0

Wie aus Col. II der Tabelle ersichtlich, ist dieser Einfluss nur sehr gering. Dann wurde die Radialabtastung vorgenommen, wenn ein Strom von *0,5 Amp.* den geradlinigen Leiter durchfloss. Die erhaltenen Resultate (Scalenausschläge) sind in Col. III für jeden betrachteten Punkt nach Abzug des Erdfeldes eingetragen. Nach Ausschaltung des Stromes, welcher einer *constanten* Electricitätsquelle entstammte, wurde

eine 150 mm breite, 10 mm dicke und 2000 mm lange Platte aus weichem Schmiedeeisen derart in das Versuchsgestell eingebracht, dass der Leiter *isolirt* auf ihr ruhte, ohne indessen seine Lage zur Tastspule zu ändern. Die nun vorgenommene Abtastung liess eine hauptsächlich durch remanenten Magnetismus bewirkte Veränderung des Feldes erkennen, deren Grösse aus Col. IV der beigegebenen Tabelle ersichtlich ist. Nach Feststellung dieses störenden Einflusses wurde die letzte Abtastung vorgenommen, wenn ein Strom von 0,5 Amp. den auf der Eisenplatte liegenden Leiter durchfloss, Col. V. Offenbar stellten diese Zahlwerthe das aus Erdfeld, remanentem Magnetismus der Eisenplatte und der eigentlich untersuchten Wirkung resultirende Feld dar, sind also um die aus Col. IV ersichtliche Quote *zu gross.* Die demgemäss richtiggestellten Werthe sind in Col. VI eingetragen, der ich zur Erhöhung der Uebersichtlichkeit unter Col. III* die ***verdoppelten*** Werthe des Feldes des freien Leiters gegenüberstellte. Ein Vergleich dieser Zahlenwerthe lässt unmittelbar erkennen, dass das Feld eines auf einer ebenen Eisenplatte liegenden geradlinigen stromdurchflossenen Leiters durch die Anwesenheit des Paramagneticums verdoppelt wird, d. h. dieses wirkt so, als befinde sich in der Ebene der vorderen Begrenzungsfläche ein zweiter, dem wirklich vorhandenen, nach Richtung und Grösse durchaus identischer Strom. Entfernt man den Leiter von der Eisenplatte, so übt diese für Punkte, die in der Nähe des Primärleiters liegen, genau den Einfluss aus, wie ein in der Spiegelbildlage befindlicher zweiter Strom. Diesen fingirten Strom fasse ich zunächst nur zur besseren Veranschaulichung als *magnetisches Bild* des wirklich vorhandenen auf, ohne indessen damit die Causalität der Erscheinung zu berühren.

II.

Versuche mit einem Solenoide.

Die angewandten Messmethoden liessen für zweckmässig erscheinen, statt des geradlinigen stromdurchflossenen Leiters einen anderen Generator magnetischer Energie, das von *constantem* Strom durchflossene Solenoid zu wählen. Um den Einfluss des Paramagneticums genau mit dem einer „idealen magnetischen Spiegelung“ vergleichen zu können, wurden zwei

in mechanischer und electrischer Hinsicht durchaus gleiche Solenoide hergestellt. Durchfloss die Windungen beider derselbe *constante* Strom, und stellte man die Solenoide mit ihren Stirnflächen derartig aneinander, dass *entgegengesetzte* Pole sich berührten, so liess sich die Wirkung der zweiten Spule auf eine im anderen Solenoid befindliche kleine drehbare Tastspule mit grösster Genauigkeit durch eine substituirte Eisenplatte hervorbringen, d. h. durchfliesst ein constanter Strom ein Solenoid, so findet bei benachbartem Paramagneticum ein Vorgang statt, welcher in seiner Totalität durchaus der optischen Spiegelung analog ist. — Bildete die Axe des Solenoides mit der Eisenplatte einen Winkel, so musste, um nach Wegnahme der Platte denselben magnetischen Effect zu erhalten, das Vergleichssolenoid in eine Stellung gebracht werden, welche mit mathematischer Präcision der Lage des optischen Spiegelbildes — die vordere Begrenzungsfläche der Platte als Spiegelebene gedacht — entsprach.

Ich kann also hierin die interessanten Angaben des Hrn. S. P. Thompson durchaus bestätigen und auf den ***constanten*** Strom ausdehnen. Im ferneren Verlauf dieser experimentellen Untersuchungen ergab sich eine deutliche Abhängigkeit des „Spiegelungsgrades" von der mechanischen Härte des Paramagneticums, sowie von dessen Dimensionen; ferner fand ich weitere nicht minder überraschende Analogien zwischen *Erscheinungen des Lichtes* und *magnetischen Phänomenen*, die indessen mit Rücksicht auf den verfügbaren Raum dem *Hauptberichte* vorbehalten sein müssen. Den Directionen der *Gussstahlfabrik Friedrich Krupp*, Abth. Essen, des *Bochumer Vereins für Bergbau und Gussstahlfabrikation* zu Bochum i. W. und der *Maschinenbauanstalt vorm. J. G. Landes* in München gebührt für die grosse Liberalität, mit der sie die letzterwähnten Versuche ermöglichten, schon heute unser verbindlichster Dank.

München, Physikalisches Institut, im Juli 1897.

22. *Ringförmiges Inductionsnormale; von I. Fröhlich.*

1. Beschreibung des Apparates.

§ 1. Bei der tiefgehenden Bedeutung der electrischen Inductionserscheinungen tritt die Nothwendigkeit der sicheren, einfachen und genauen Bestimmung der Inductionscoefficienten immer häufiger und drängender heran.

Eine solche Bestimmung geschieht gewöhnlich mittels Vergleichung der zu bestimmenden Coefficienten mit einem Inductionsnormale, nämlich mit einem Apparate, dessen Inductionscoefficient in absolutem Werthe genau bekannt ist.

Derartige Inductionsrollen wurden in den letzten Jahren in mannichfaltiger Weise hergestellt[1]) und der Werth ihres Selbstpotentials in verschiedener, gewöhnlich indirecter Art, aus absoluten Widerständen und Zeitmessungen bestimmt.

Hingegen scheint ein solches Normale, dessen Selbstinductionscoefficient ausschliesslich und unmittelbar aus den geometrischen Daten seiner Leiterform in genauer und einwandfreier Weise bestimmt werden kann, nicht in Gebrauch zu sein. Dies dürfte seinen Grund einerseits in den vielfach erörterten Schwierigkeiten und Ungenauigkeiten haben, mit welchen die präcise Auswerthung der geometrischen Dimensionen der einzelnen Rollenwindungen verbunden ist; weil letztere, wenn sie auch während der Aufwickelung gemessen wurden, dennoch bei fortschreitender Bewickelung durch den Druck der oberen Windungslagen eine kaum bestimmbare Deformation erleiden und weil die inneren Windungen der fertigen Rolle unzugänglich sind. Anderentheils kann auch der Mangel an Homogenität des Drahtmaterials eine Unsicherheit bedingen.[2])

1) Siehe z. B. Nalder Bros & Co.'s Price List of Scientific Instruments, p. 36 u. 37. London 1896; ferner M. Wien, Wied. Ann. **57.** p. 249. 1896 u. **58.** p. 552. 1896.

2) Nach L. Graetz, Wied. Ann. **50.** p. 766—771. 1893, sollen die zur experimentellen und rechnerischen Auswerthung des Selbstpotentials gebräuchlichen Methoden keine grössere Genauigkeit als etwa 1—2 Proc. geben; dies widerlegen indess unsere Beobachtungen am Schlusse dieser Mittheilung.

§ 2. Zu gewissen Untersuchungen hatte ich ein Inductionsnormale nöthig und liess bei der electrotechnischen Abtheilung der hiesigen Firma Ganz & Co. einen solchen Apparat anfertigen, bei welchem die erwähnten Unvollkommenheiten vermieden oder wenigstens auf ein Minimum herabgedrückt würden.

Der Apparat besteht im wesentlichen aus einem geschliffenen Ringe aus carrarischem Marmor von rechteckigem Querschnitte, der mit *einer* Lage eines feinen, isolirten Kupferdrahtes in sehr zahlreichen Meridianwindungen vollkommen bedeckt ist. Der Draht ist in zwei gleiche Hälften getheilt, welche in Serienschaltung ein geschlossenes Solenoid mit rechteckigen Windungen bilden; diese Form ist der Ausgangspunkt unserer späteren Betrachtungen.

Vor seiner Bewickelung wurde der Marmorring im hiesigen physikalischen Institute einer sehr sorgfältigen metrischen und magnetischen Untersuchung unterzogen, bei welcher Hr. Dr. K. Tangl freundlichst mitwirkte.

Die Ermittelung seiner *geometrischen Form* geschah theils mittels eines mit Schlitten versehenen, getheilten horizontalen Werner'schen Normalmaassstabes, der gleich einem horizontalen Kathetometer eingerichtet wurde, theils mittels eines genauen Perreaux'schen Kathetometers.

Der Ring wurde auf einen festen, mit auf Rollen drehbarer Platte versehenen Tisch gelegt und nun dessen innerer und äusserer Durchmesser in je vier, miteinander je 45° bildenden Richtungen und zwar in fünf, zur Ringaxe senkrechten äquidistanten Ebenen gemessen. Hierzu wurde eine geeignete optische Methode angewendet; es wurde nämlich an den festzulegenden Stellen der geschliffenen Ringfläche eine dunkle, glatte Messingkugel von etwa 2 cm angelegt oder mittels geeigneter Aufhängung in Berührung gebracht und nun mit dem Beobachtungsfernrohr des horizontalen oder verticalen Kathetometers das directe Bild der Kugel und deren von der Ringfläche reflectirtes Bild beobachtet; bei passender Beleuchtung des Hintergrundes konnte der Berührungspunkt der beiden Bilder auf das schärfste festgestellt werden, und dies war eben der jeweilig zu bestimmende Punkt der Ringfläche.

In dieser Weise wurden die erwähnten zwanzig inneren und zwanzig äusseren Durchmesser bestimmt; ebenso wurde

dann der Abstand der beiden Basisebenen des Ringes voneinander in den oben erwähnten vier Meridianebenen an acht Stellen des inneren und an ebenso vielen des äusseren Randes gemessen; alle diese Messungen wurden mehrfach wiederholt.

Es zeigte sich, wie zu erwarten war, dass die Form des Marmorringes von der geometrischen Form eines Rotationskörpers mit rechteckigem Meridian in unbedeutender, jedoch merklicher Weise abweiche; aus den gewonnenen Messungsresultaten wurden nun die Dimensionen desjenigen Ringes mit rechteckigem Querschnitte gebildet, dessen Form dem Marmorring am nächsten liegt; die numerischen Angaben siehe in § 11. Bei dieser Gelegenheit wurde der Wärmeausdehnungscoefficient des carrarischen Marmors bestimmt.[1])

§ 3. Das *magnetische Verhalten* des Ringes wurde in der Weise untersucht, dass seine magnetische Wirkung auf eine in der Nähe befindliche Magnetnadel gesucht wurde.

Zu diesem Zwecke wurde auf einer horizontalen Glasplatte, die einem in einer dicken Wand befestigten starken Holzrahmen auflag, ein Kohlrausch'sches magnetisches Variometer mit höchst empfindlich gemachter Nadel aufgestellt; dieselbe befand sich in etwa einem Meter Entfernung von der Wand. Auf dem Fussboden unterhalb der Glasplatte stand ein grosser horizontaler Tisch, darauf lag auf einer auf runde Holzstäbe gelegten grossen Holzplatte der Marmorring, welcher auf diesen Stäben horizontal in beliebiger Weise gerollt werden konnte; die dadurch verursachten mechanischen Erschütterungen übertrugen sich nicht auf die Magnetnadel. Während aller dieser Bewegungen verblieb der Mittelpunkt des Marmorringes immer in einer, etwa 37 cm unterhalb der Nadelmitte befindlichen Ebene, und konnte bei diesen Verschiebungen auch nicht die geringste Wirkung auf die Magnetnadel beobachtet werden.

Nun wurde ein kleiner, länglicher, parallelepipedischer Stahlmagnet, dessen magnetisches Moment Hr. Cand. A. Mikola in üblicher Weise zu 265 $cm^{5/2}\, g^{1/2}\, s^{-1}$ gefunden hatte, nacheinander in verticaler, in ostwestlicher und in nordsüdlicher Lage in der Mitte des Marmorringes befestigt und sammt dem Ringe in der oben erwähnten Weise verschoben; aus den davon her-

1) I. Fröhlich, Wied. Ann. **61.** p. 206. 1897.

rührenden und beobachteten Ablenkungen der Variometernadel konnte geschlossen werden, dass die magnetische Wirkung des ganzen Ringes kleiner als $^1/_{600}$ derjenigen des Stahlmagneten sein musste. Folglich kann das magnetische Moment des ganzen 105,05 kg schweren Ringes nicht grösser als 0,45 absolut sein.

§ 4. Da nun die Form des Ringes bestimmt war und derselbe keine irgendwie wahrnehmbare magnetische Wirkung zeigte, wurde derselbe mit grösster Vorsicht in das eingangs genannte Etablissement zurückbefördert und dort unter Aufsicht der Oberingenieure Hrn. M. Hoór, Privatdocent am hiesigen Polytechnicum, und Hrn. L. Neustadt mit äusserster Sorgfalt bewickelt und montirt; der fertige Apparat wurde Weihnachten v. J. in vorzüglicher Ausführung hierher abgeliefert.

Der Ring ist ganz gleichmässig mit *einer* Lage eines sehr dünnen, wohlisolirten Kupferdrahtes in 2738 Windungen bedeckt; je die Hälfte derselben, nämlich 1369 Windungen bilden eine halbringförmige Hufeisenform und kann von der anderen unabhängig geschaltet werden. Nach der straffen Bewickelung wurde das Ganze mit einer alkoholischen Schellack-Mastix-Lösung saturirt.

Der bewickelte Marmorring liegt in einem sehr soliden, flachen, quadratischen Kasten aus starkem Zerreichenholz von etwa 1 m Länge und Breite und 35 cm Höhe; von der unteren und oberen Kastenplatte ist der Ring durch je eine starke Filzlage, eine Glimmerschicht und durch je eine Lage von Seidenplüsch getrennt; letztere berührt unmittelbar das Solenoid. Die Lagerung des Ringes ist durch vier, nahezu viertelkreisförmige, mit ebensolchem Plüsche überzogene Holzkeile vollständig gesichert. Die obere Kastenplatte enthält vier symmetrisch gelegene runde Glasfenster von etwa 20 cm Durchmesser, welche unmittelbar einen Einblick in das Innere des Apparates gestatten, in welchem, mit Ausnahme der Leitungsdrähte, keine Metallbestandtheile vorhanden sind; auf der Mitte derselben Platte befindet sich eine starke Ebonitplatte mit vier Klemmschrauben, in welche die vier Enden der beiden Halbsolenoide befestigt sind.

Ausserhalb des Kastens befinden sich die zur Ortsveränderung des Apparates nöthigen Vorrichtungen.

2. Strengerer Werth des Selbstinductionscoefficienten eines geschlossenen ringförmigen Solenoides mit rechteckigen Windungen.

§ 5. Das Selbstpotential eines geschlossenen, gleichmässig gewickelten Solenoides mit rechteckigem Meridianschnitte und *verschwindender Drahtdicke* ist bekanntlich:[1])

$$(0) \qquad L_0 = 2\,n^2 h \lg_e\left(\frac{r_2}{r_1}\right),$$

wobei n die Anzahl der Windungen, r_1 und r_2 den inneren und den äusseren Radius des Ringes, h dessen Höhe, schliesslich $\lg_e$ den log. nat. bedeutet.

Bei einem genauen Instrument ist jedoch der Einfluss der Drahtdicke unter allen Umständen festzustellen.

Dies geschah mittels der im Folgenden zu erwähnenden Ueberlegungen; dabei beschränken wir uns wegen Raummangels nur auf die Darlegung des Gedankenganges, übergehen die Ausführung der Rechnungen und geben nur deren Resultate.

§ 6. Wir legen unseren ferneren Betrachtungen die bekannten electromagnetischen Gleichungen:

$$(1) \qquad \frac{1}{2} L i^2 = \frac{1}{8\pi} \int R^2 d\tau;$$

$$(2) \qquad 4\pi \Sigma i = \int R_s\, ds$$

zu Grunde; die erste drückt das halbe Product des Quadrates der ganzen Stromintensität in den Coefficienten der Selbstinduction als Raumintegral des Quadrates der electromagnetischen Kraft aus, wobei das Integral über den ganzen Raum zu erstrecken ist; die andere Gleichung sagt aus, dass die Arbeit, welche die electromagnetischen Kräfte leisten, während der positive magnetische Einheitspol eine in sich geschlossene Bahn s einmal zurücklegt, gleich ist dem 4π-fachen aller Stromintensitäten, welche diese Bahn umschliesst.

Unter gewissen, hier mit sehr grosser Annäherung erlaubten vereinfachenden Annahmen kann die zweite Gleichung zur Bestimmung der längs des jeweiligen ds liegenden electromagnetischen Kraft R_s dienen, während mittels dieser die erste Gleichung zur algebraischen Bestimmung des gesuchten Coefficienten L geeignet wird.

---

1) Vgl. z. B. Formel (A) in § 8 oder (3) in § 10, wenn darin $\varrho = 0$ gesetzt wird.

Besteht nämlich das Solenoid aus sehr vielen Windungen, so wird sich die thatsächliche electromagnetische Kraft, wie bekannt, nur in unmerklicher Weise von derjenigen Kraft unterscheiden, die bei unendlich vielen Windungen auftreten würde und es ist dann bei einem ringförmigen Solenoid die electromagnetische Kraft in jeder Meridianebene senkrecht zu dieser Ebene gerichtet.

§ 7. Um (1) bilden zu können, zerlegen wir den ganzen Raum in drei Theile, sowie sich dieselben infolge der Rotation des mittleren Meridianschnittes der Metallseele einer Windung ergeben; dieser Schnitt bildet nämlich einen rechteckigen Rahmen, dessen Mittellinie mit derjenigen der einzelnen Windung zusammenfällt, während die Breite der Rahmenseiten gleich der eigentlichen Drahtdicke 2ϱ ist.

Die radiale Breite des von dieser Mittellinie gebildeten Rechteckes sei $r_2 - r_1$; seine axiale Höhe h; dabei sind r_1 und r_2 die Entfernungen seiner beiden, der Solenoidaxe parallelen Seiten von dieser Axe.

Die Rotation des erwähnten Meridianschnittes erzeugt:

a) Den ersten Theil des Raumes, dessen erzeugende Ebene das von der inneren Begrenzung des Rahmens gebildete Rechteck ist; dieser Raum bildet einen vollen Ring von rechteckigem Querschnitte; der innere und äussere Halbmesser des Ringes ist $r_1 + \varrho$ und $r_2 - \varrho$; seine Höhe $h - 2\varrho$. Dieser Raumtheil enthält keine Leitertheile.

b) Den zweiten Theil des Raumes beschreibt als Erzeugende die Fläche des erwähnten Rahmens; dieser Raum bildet einen hohlen Ring und liegt zwischen der Oberfläche des unter a) genannten Ringes und derjenigen Ringfläche, deren innerer und äusserer Radius $r_1 - \varrho$ und $r_2 + \varrho$, deren Höhe $h + 2\varrho$ beträgt. In diesem Raume liegen alle Leitertheile des Solenoides.

c) Der dritte Raumtheil ist der ausserhalb der letzteren geschlossenen Ringfläche liegende Theil des unendlichen Raumes.

§ 8. Im *ersten* Raumtheile wird aus Gleichung (2):

$$4\pi n i = 2\pi r \,.\, R,$$

wobei r die variable Entfernung des Raumelementes $d\tau$ von

der Solenoidaxe bedeutet; daraus findet man den Werth des rechtsseitigen Integrales von (1) für diesen Raum:

$$\int R^2 d\tau = 4 n^2 i^2 \int_{r_1+\varrho}^{r_2-\varrho} \frac{r\,dr}{r^2} \int_0^{h-2\varrho} dh \int_0^{2\pi} d\vartheta;$$

$$\text{(A)} \qquad \frac{1}{8\pi}\int R^2 d\tau = n^2 i^2 (h - 2\varrho) \lg_e \left(\frac{r_2-\varrho}{r_1+\varrho}\right).$$

§ 9. Zur Auswerthung des Integrals $\int R^2 d\tau$ für den *zweiten* Raumtheil wurde dieser in vier Abtheilungen zerlegt: nämlich in eine innere und eine äussere Reifringschicht, die zwischen den Cylinderflächen $r_1 - \varrho$, $r_1 + \varrho$ und $r_2 - \varrho$, $r_2 + \varrho$ liegen und die gemeinsame Höhe h haben; ferner in zwei ganz gleiche Flachringschichten mit dem inneren und äusseren Radius r_1 und r_2 und der Höhe (Dicke) 2ϱ; dabei ist ϱ überall klein gegen r_1, r_2 und h.

Es sei nun F der Flächeninhalt eines Drahtquerschnittes, dessen Form beliebig, jedoch in Bezug auf zwei zu einander senkrechte Axen symmetrisch sei; von diesen Axen liege die eine stets in der Meridianebene, die andere senkrecht dazu.

α) Wir ziehen nun in der inneren bez. äusseren cylindrischen Schicht zur Solenoidaxe coaxiale Kreise vom Radius $r_1 + \mathfrak{r}$ bez. $r_2 + \mathfrak{r}$, sodass $\mathfrak{r}$ die variable Entfernung der Kreislinie von der zur Meridianebene senkrechten Symmetrieaxe der Drahtquerschnitte bedeutet; wir nennen ferner f den Flächeninhalt desjenigen Theiles des betreffenden Querschnittes, der zwischen den Kreisen $r_1 - \varrho$ und $r_1 + \mathfrak{r}$, bez. $r_2 - \varrho$ und $r_2 + \mathfrak{r}$ liegt.

Unter Anwendung der Gleichung (2) und nach mehrfachen Vereinfachungen und Abkürzungen ergiebt sich dann für diese beiden cylindrischen Reifringschichten:

$$(\mathrm{B}_\alpha) \qquad \frac{1}{8\pi}\int R^2 d\tau = n^2 i^2 h \left\{\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right\} \int_{-\varrho}^{+\varrho} \left(\frac{f}{F}\right)^2 d\mathfrak{r}.$$

β) Wir ziehen ferner in jeder der zwei Flachringschichten je einen zur Solenoidaxe coaxialen Kreis vom variablen Radius r; die Ebenen dieser Kreise haben von der Mittelebene

des Solenoides die gleichen Abstände $\frac{1}{2}h + \mathfrak{r}$, sodass $\mathfrak{r}$ wieder die variable Entfernung des Kreises r von der zur Meridianebene senkrechten Symmetrieaxe des Drahtquerschnittes bedeutet; wir nennen auch hier f den Flächeninhalt desjenigen Theiles des betreffenden Querschnittes, der zwischen den zur Solenoidaxe normalen Ebenen $\frac{1}{2}h - \varrho$ und $\frac{1}{2}h + \mathfrak{r}$ liegt.

Mit Hülfe der Gleichung (2) findet man nach zulässigen Vereinfachungen und Abkürzungen für diese beiden Flachringschichten:

$$(B_\beta) \qquad \frac{1}{8\pi}\int R^2\, d\tau = 2\,n^2 i^2 \lg_e\left(\frac{r_2}{r_1}\right)\int_{-\varrho}^{+\varrho}\left(\frac{f}{F}\right)^2 d\mathfrak{r}.$$

Im *dritten* Raum ist R, und damit auch das Integral Null.

§ 10. Vereinigt man (A), (B_α), (B_β) mit (1) so wird:

$$L = 2n^2(h - 2\varrho)\lg_e\left(\frac{r_2 - \varrho}{r_1 + \varrho}\right)$$
$$+ 2\,n^2\left\{h\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) + 2\lg_e\left(\frac{r_2}{r_1}\right)\right\}\int_{-\varrho}^{+\varrho}\left(\frac{f}{F}\right)^2 d\mathfrak{r}.$$

Entwickelt man das erste Glied nach steigenden Potenzen von ϱ und vernachlässigt die Glieder zweiten und höheren Grades, so findet man schliesslich für den Ausdruck des Selbstinductionscoefficienten eines solchen kreisförmigen Solenoides mit rechteckigen Windungen:

$$(3) \qquad \begin{cases} L = 2\,n^2 h \lg_e\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \\ \quad - 2\,n^2\left\{h\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) + 2\lg_e\left(\frac{r_2}{r_1}\right)\right\}\left\{\varrho - \int_{-\varrho}^{+\varrho}\left(\frac{f}{R}\right)^2 d\mathfrak{r}\right\}. \end{cases}$$

Hier haben r_1, r_2, h, n, ϱ die in § 7 gegebene Bedeutung; f ist als Function von $\mathfrak{r}$ anzusehen, die aus der Form des Drahtquerschnittes folgt.

Das erste Glied von (3) ist gleich dem Werthe L_0 in (0), § 5, ist also gleich dem Inductionscoefficienten bei verschwindender Drahtdicke; das zweite Glied von (3) giebt die von der Drahtdicke herrührende Correction in erster Annäherung. Dabei ist die Form des Drahtquerschnittes noch

beliebig, nur muss derselbe, wie erwähnt, zwei Symmetrieaxen haben, deren eine senkrecht zur Meridianebene, die andere in derselben liegt.

Das im letzten Factor von (3) angedeutete Integral wurde für verschiedene solcher Querschnittsformen direct integrirt oder mittels mechanischer Quadratur ausgewerthet; wir schreiben hier das Resultat für den gewöhnlichen Fall, wo unser *kreisringförmiges Solenoid* mit *rechteckigen Windungen* aus *Draht* mit *kreisförmigem Querschnitte* gebildet ist:

$$(4)\quad \begin{cases} L = 2\,n^2 h \lg_e\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \\ \quad - 2\,n^2 h\,.\,0{,}28721\left\{\varrho\left(\frac{1}{r_1}+\frac{1}{r_2}\right)+\frac{2\varrho}{h}\lg_e\left(\frac{r_2}{r_1}\right)\right\}. \end{cases}$$

III. Numerischer Werth der Constanten und Prüfung des Apparates.

§ 11. Für unseren Apparat gelten nun bei 18° C. die folgenden Daten:

Mittlerer innerer Radius des Marmorringes	25,00330 cm
Mittlerer äusserer „ „ „	35,02525
Mittlere Höhe des Marmorringes	20,02750
Mittlerer Durchmesser des isolirten Drahtes	0,057047
Mittlerer Durchmesser der Drahtseele	0,022294

Aus diesen Werthen folgt nun:

$$r_1 = 24{,}97478 \text{ cm}; \qquad r_2 = 35{,}05377 \text{ cm}; \qquad h = 20{,}08455 \text{ cm};$$
$$\varrho = 0{,}011147 \text{ cm};$$

ferner ist $n = 2738$; schliesslich findet man für den Werth der beiden Glieder in (4):

$$L = 0{,}10208928\,.\,10^9 - 0{,}00009865\,.\,10^9;$$

$$(5)\qquad L = 0{,}10199063\,.\,10^9 \text{ cm}.$$

Obwohl die eigentliche Drahtdicke absichtlich sehr gering gewählt wurde, beträgt doch die daher rührende Correction etwa den tausendsten Theil des ganzen Werthes des Coefficienten und darf selbst in unserem so günstigen Falle nicht vernachlässigt werden.

Hingegen bedarf es wohl keines weiteren Beweises, dass die von den höheren Potenzen von ϱ abhängigen Glieder bei unserem Apparate jedenfalls weniger als den hunderttausendsten Theil des ganzen Werthes ausmachen, daher praktisch unmerklich sind.

§ 12. Die Controllirung des in (5) gegebenen Werthes von L kann in verschiedener Weise geschehen; ein gewöhnlicher Vorgang wäre die experimentelle Vergleichung von L mit einem bekannten absoluten Widerstand; doch muss bemerkt werden, dass in einem solchen direct oder mittelbar immer eine absolute Widerstandsbestimmung steckt, die fast ausnahmlos mittels einer Inductionserscheinung ausgeführt wurde und unweigerlich die metrischen Verhältnisse der dabei in Mitleidenschaft gezogenen Leiter oder sonstiger Apparatentheile oder deren gegenseitige Lage u. s. f. voraussetzt. Ausserdem dürfte die Unsicherheit eines als „absolut" bezeichneten Widerstandes wohl kaum unter einem Tausendstel des Sollwerthes betragen, da ja dem wahrscheinlichen absoluten Werth des Ohms, nämlich 1,063 S. E. keine grössere Genauigkeit zugeschrieben werden kann.

Es schien mir deshalb angemessener, das beschriebene Inductionsnormale mit solchen Inductionsrollen zu vergleichen, deren Dimensionirung ebenfalls eine genaue numerische Auswerthung ihres Selbstinductionscoefficienten gestattet.

Hierzu benutzte ich grosse, nahezu gleiche Rollen auf Glasrahmen, deren ich vier vor einigen Jahren zur Untersuchung gewisser Inductionserscheinungen hatte anfertigen lassen; jede dieser sehr sorgfältig ausgeführten Kreisrollen hat 960 Windungen und einen mittleren Durchmesser, eine radiale Dicke und eine axiale Länge von etwa 46,8 cm, bez. 2,8 cm, bez. 5,0 cm. Zur erwähnten Vergleichung, bei welcher Hr. A. Mikola experimentell und rechnerisch mitwirkte, verwendete ich von diesen zwei mit A und B bezeichnete Rollen.

Vorerst wurden zur grösseren Sicherheit die Widerstände und die Windungsflächen dieser Rollen nach bekannten Methoden sehr sorgfältig experimentell untersucht, bez. bestimmt und dabei kein merklicher Leitungsfehler oder irgend welche erhebliche Formabweichung gefunden. Dann wurden die geometrischen Constanten der Rollen mittels directer Messung

genauestens bestimmt und aus diesen nach der von B. Weinstein gegebenen Formel[1]) unter Berücksichtigung der infolge der Isolationshülle des etwa 0,1 cm dicken Drahtes nöthigen Correction[2]) der Selbstinductionscoefficient der beiden Rollen bei 18° C. rechnerisch zu

(6) $L_A = 0{,}727670 \cdot 10^9$ cm, bez. $L_B = 0{,}726959 \cdot 10^9$ cm

gefunden.

§ 13. Aus den in (5) und (6) rechnerisch gefundenen Werthen von L, L_A, L_B konnte der numerische Werth der Quotienten $L:L_A$ und $L:L_B$ sofort dargestellt werden; es wurden aber nun dieselben Quotienten experimentell mittels der gebräuchlichen Methoden bestimmt und zwar zur Erhöhung der Empfindlichkeit unter Zuhülfenahme eines geeigneten Disjunctors (von den Electrikern englischer Zunge in dieser Verwendung „Secohmmeter" genannt); es fand sich:

	berechnet	beobachtet
$L:L_A$ =	0,140161	0,140069
$L:L_B$ =	0,140298	0,139991

Die Uebereinstimmung ist eine befriedigende, da die grösste Abweichung kaum zwei Tausendstel des Werthes übersteigt; es scheinen demnach die Rollen A und B den theoretischen Voraussetzungen in grosser Annäherung zu genügen. Die Abweichungen finden ihre ausreichende Erklärung in den kleinen, jedoch unvermeidlichen und kaum bestimmbaren Unregelmässigkeiten der Windungen und ihrer Lagerungen in den Rollen A und B; zweifellos sind indess die experimentell gefundenen Werthe von L_A und L_B die richtigeren.

Zur weiteren Controllirung wurden die beiden Rollen parallel und horizontal aufeinander gelegt und deren gegenseitiger Inductionscoefficient M_{AB} mit den beiden Selbstinductionen dieser Rollen experimentell verglichen; ausserdem wurden diese beiden Selbstinductionscoefficienten miteinander auch direct experimentell verglichen; es fand sich so:

1) B. Weinstein, Wied. Ann. **21.** p. 353. 354. 1884.
2) J. C. Maxwell, Treatise. **2.** § 693. p. 298. 1873.

berechnet $\frac{L_A}{L_B} = 1{,}000977$; aus $\frac{L_A}{L_B}$ experimentell $\frac{L_A}{L_B} = 0{,}999400$;

aus $\frac{L}{L_A}$ und $\frac{L}{L_B}$ experimentell $\frac{L_A}{L_B} = 0{,}999444$; aus $\frac{M_{AB}}{L_A}$ und $\frac{M_{AB}}{L_B}$ experimentell $\frac{L_A}{L_B} = 0{,}999325$.

Aus der grossen Uebereinstimmung der angeführten Werthe darf wohl geschlossen werden, dass unser ringförmiges Inductionsnormale in der That als ein zur Aichung geeignetes Normalmaass betrachtet werden kann.

Budapest, Physik. Inst. d. Univ., den 1. August 1897.

23. *Ein physikalisches Entwickelungsprincip; von O. Wiedeburg.*

Ziemlich schwer zu übersehende Erscheinungen treten uns bekanntlich entgegen bei der experimentellen Verfolgung gewisser Eigenschaften der *festen* Körper. Es zeigt sich bald, dass die einfachen Grundgesetze, die man wohl für die elastischen und thermischen Deformationen derselben, für ihre Magnetisirung und dielectrische Polarisation annimmt, zu einer erschöpfenden Darstellung der beobachteten Erscheinungen nicht ausreichen. Das Verhältniss zwischen „Ursache" und „Wirkung" — um es einmal ganz allgemein auszudrücken — erweist sich viel complicirter, als wir es sonst zu finden gewöhnt sind. Die verschiedenen Arten der *Nachwirkung*, *Hysteresis* und *Remanenz*, die wir bisher kennen gelernt haben, stellen uns vor die Aufgabe, die sonst übliche Form der Beschreibung und Erklärung in bestimmter Richtung umzugestalten.

Man hat versucht, auf dem Boden der allgemeinen *molecular-kinetischen* Auffassungsweise eine befriedigende Darstellung der genannten Erscheinungen zu gewinnen, und in der That zeigen sich solche Vorstellungen sehr geeignet, qualitativ veranschaulichende Bilder der Vorgänge zu liefern. Bei dem Versuch, einigermaassen umfassende quantitativ formulirte Gesetzmässigkeiten herzuleiten, versagen sie indess. Manche der bisherigen Erklärungsversuche beschränken sich deshalb auf eine ziemlich directe Wiedergabe der beobachteten Thatsachen.

In einer allgemeinen Erörterung der „nichtumkehrbaren" Vorgänge habe ich vor kurzem[1]) Gesichtspunkte angegeben, deren Innehaltung für eine theoretische Behandlung der in Rede stehenden Erscheinungen wohl einigen Erfolg verspricht. Indem ich, was das Nähere anlangt, auf meine ausführlichen Darlegungen l. c. verweise, möchte ich hier nur das Wesentlichste daraus hervorheben.

Wir begnügen uns gleichfalls mit einer ziemlich directen, dabei aber doch möglichst allgemeinen und umfassenden *Be-*

1) O. Wiedeburg, Wied. Ann. **61.** p. 705. 1897.

schreibung und benutzen dazu systematisch die beiden Kategorien der Intensitäts- und Quantitätsgrössen, zu denen z. B. die „Kräfte", bez. „Deformationen" gehören. Um die grosse Mannichfaltigkeit der Erscheinungen wiederzugeben, nehmen wir gleich von vornherein Bedacht darauf, den gegenseitigen Einfluss verschiedenartiger Zustandsänderungen, wie der elastischen einerseits, der thermischen andererseits, zu berücksichtigen, und zwar behandeln wir sie alle in ganz gleicher Weise. Das Eigenthümliche der uns interessirenden Erscheinungen besteht nun darin, dass gegebene „Ursachen" nicht nur *vorübergehende*, mit jenen selbst wieder verschwindende, sondern auch *dauernde* „Wirkungen" haben, oder — in der Sprache der Thermodynamik zu reden — wir beobachten ein Nebeneinander von umkehrbaren und nicht-umkehrbaren Vorgängen. Dem tragen wir Rechnung durch Einführung quadratischer Differentialausdrücke neben den linearen.

Darnach nehmen die allgemeinen „Zustandsgleichungen" z. B. in dem Falle, wo es sich um gleichzeitige Aenderung des Torsions- und des thermischen Zustandes eines Stabes oder Drahtes handelt, folgende Gestalt an:

$$(1)\quad \begin{cases} c_\Delta\, d\Delta = d\psi - \varkappa_\psi \left(\dfrac{d\psi}{dt}\right)^2 dt + g_{\Delta,S}\, dS + \gamma_{\Delta,S}\left(\dfrac{dS}{dt}\right)^2 dt, \\ c_\vartheta\, d\vartheta = dS - \varkappa_S \left(\dfrac{dS}{dt}\right)^2 dt + g_{\vartheta,\psi}\, d\psi + \gamma_{\vartheta,\psi}\left(\dfrac{d\psi}{dt}\right)^2 dt, \end{cases}$$

wo ψ Torsionswinkel, Δ Torsionsmoment, S Wärmeinhalt oder Entropie, ϑ Temperatur, alle anderen Grössen charakteristische Constanten des gegebenen Körpers.

Unser Grundsatz, dass wir alle verschiedenen Zustandsseiten, einschliesslich der thermischen, untereinander ganz gleich behandeln, erlaubt uns, leicht von einer Art der Erscheinung zu einer anderen überzugehen, indem wir nur den betreffenden Quantitäts-, Intensitätsgrössen und Constanten andere Bedeutung unterlegen. Die Analogie zwischen den verschiedenartigen, in Rede stehenden Erscheinungen ist wohl auffällig genug, um den Versuch einer solchen *allgemeinen* Formulirung zu rechtfertigen.

Um den obigen Ansatz auf seine Brauchbarkeit zu prüfen, möchte ich nun hier *eine* Folgerung zunächst aus ihm ziehen,

die uns gewissermaassen den *Grundcharakter* des ganzen Erscheinungsgebietes darstellen soll. Wir wollen die Frage zu beantworten suchen:

Ist es nach unserem Ansatz möglich, einen Körper, der Zustandsänderungen durchmacht, wieder *ganz* in einen beliebigen Ausgangszustand zurückzubringen, derart nämlich, dass seine *sämmtlichen Veränderlichen gleichzeitig* wieder die ursprünglichen Werthe annehmen?

Die Beobachtung cyklischer Zustandsänderungen ist ja vielfach zur experimentellen Aufklärung benutzt worden, so von G. Wiedemann, Cantone u. a. für die elastischen Deformationen, von Warburg, G. Wiedemann, Ewing u. a. für die Magnetisirung und deren Wechselwirkung mit jenen. Kann man dabei wirklich *Kreisprocesse* im strengen Sinne erzielen?

Integriren wir die Gleichungen (1) über eine endliche Zustandsänderung, so finden wir als Bedingung dafür, dass über eine solche erstreckt

$$\int d\Delta = \int d\vartheta = \int d\psi = \int dS = 0$$

sein kann, die Beziehung:

$$\frac{\varkappa_\psi}{\gamma_{S,S}} = \frac{\gamma_{\vartheta,\psi}}{\varkappa_S}.$$

Nur dann ist eine vollkommene Rückkehr in den Anfangszustand möglich.

Die mannichfaltigen Ergebnisse unserer Erfahrung werden aber viel besser wiedergegeben, wenn wir eine solche Beziehung zwischen den Konstanten *nicht* als erfüllt ansehen.

Lassen wir dann den Körper einen „einseitigen Kreisprocess" durchlaufen, stellen etwa seinen elastischen Zustand nach irgend welchen Aenderungen wieder her, derart, dass $\int d\psi = 0$ und $\int d\Delta = 0$, so ersehen wir aus den obigen Gleichungen leicht, dass am Schluss eine Temperatursteigerung zu beobachten ist:

$$c_\vartheta \int d\vartheta = \left(\gamma_{\vartheta,\psi} + \frac{\varkappa_\psi}{g_{\Delta,S}}\right) \int \left(\frac{d\psi}{dt}\right)^2 dt - \left(\frac{\gamma_{\Delta,S}}{g_{\Delta,S}} + \varkappa_S\right) \int \left(\frac{dS}{dt}\right)^2 dt$$

abhängig von der Geschwindigkeit der Torsion und der Geschwindigkeit des Wärmeaustausches mit der Umgebung. Können wir annehmen, dass auch die thermische Quantitätsgrösse S wieder ihren Ausgangswerth angenommen hat, so ergiebt sich specieller:

$$c_\vartheta \int d\vartheta = \left(\gamma_{\vartheta,\psi} - \frac{\varkappa_\psi \varkappa_S}{\gamma_{\Delta,S}}\right) \int \left(\frac{d\psi}{dt}\right)^2 dt; \tag{3}$$

die Geschwindigkeiten der beiden Zustandsänderungen müssen sich zu dem Zwecke nacheinander richten, derart, dass

$$\varkappa_\psi \int \left(\frac{d\psi}{dt}\right)^2 dt = \gamma_{\Delta,S} \int \left(\frac{dS}{dt}\right)^2 dt. \tag{4}$$

Benutzen wir zur vollständigen graphischen Darstellung solcher Vorgänge einerseits die ψ, Δ-, andererseits die S, ϑ-Ebene, so erhalten wir in ersterer eine geschlossene, in letzterer eine ungeschlossene Curve, eine eigenthümliche Art „Abbildung" der einen Ebene auf die andere.

Als ein Gegenstück zu solcher nicht umkehrbaren Erwärmung haben wir die Erscheinungen der *thermischen Nachwirkung* zu betrachten. Wir ändern die Temperatur des Körpers, sodass die jeweilige Geschwindigkeit der Wärmezufuhr (dS/dt) uns bekannt ist, und lassen sie schliesslich wieder zu ihrem Ausgangswerth zurückkehren $(\int d\vartheta = 0)$; dann beobachten wir, dass die elastischen Grössen ψ, Δ verglichen mit dem Anfangszustand sich geändert haben, und wenn wir es auch erreichten, dass ausser ϑ auch S und ψ ihre alten Werthe haben, so würde das doch für die elastische „Kraft" Δ nicht der Fall sein.

Wir würden für deren Veränderung, Gleichung (3) ganz entsprechend, finden:

$$c_\Delta \int d\Delta = \left(\gamma_{\Delta,S} - \frac{\varkappa_\psi \varkappa_S}{\gamma_{\vartheta,\psi}}\right) \int \left(\frac{dS}{dt}\right)^2 dt. \tag{5}$$

Betrachten wir die Vorgänge specieller mit Rücksicht auf das Verhältniss des Körpers zu seiner *Umgebung*, mit deren Hülfe wir auf ihn von aussen einwirken, so haben wir auch deren Zustandsänderungen nach unserem allgemeinen Ansatz zu behandeln. Die Wechselwirkung zwischen beiden drücken

wir dann dadurch aus, dass wir in den zu (1) analogen Gleichungen, die die Variabeln Δ', ψ', ϑ', S' enthalten, gemäss dem „Gesetz der Erhaltung der Quantitätensumme“

$$d\psi' = -d\psi, \quad dS' = -dS$$

einführen. Gleichgewicht zwischen Körper und Umgebung ist charakterisirt durch

$$\Delta - \Delta' = 0, \text{ bez. } \vartheta - \vartheta' = 0.$$

Aus den vier Zustandsgleichungen ergeben sich unmittelbar Ausdrücke für $d(\Delta - \Delta')$ und $d(\vartheta - \vartheta')$ und diese zeigen uns nun: Ausgehend von einem Zustand *vollständigen* Gleichgewichtes kann das ganze System wieder in einen *neuen* solchen zurückgeführt werden, wo also wieder wie am Anfang beide Intensitätsdifferenzen verschwinden. Dann haben aber die Quantitätsgrössen ψ und S neue Werthe angenommen, und ein gleiches gilt im allgemeinen für die einzelnen Intensitäten, jede für sich betrachtet.

Durch passende Leitung des Vorganges können wir es erreichen, dass die Temperaturen *oder* die elastischen Kräfte wieder ihren übereinstimmenden *Anfangs*werth erhalten. Ist letzteres der Fall, so beobachten wir in der eingetretenen Aenderung von ψ die Erscheinung der (elastischen) *Hysteresis*, bez. *Remanenz*.

Eine solche Wiederherstellung des Gleichgewichtes unter veränderten Umständen deutet die Moleculartheorie dahin, dass die Molecüle neue Gleichgewichtslagen angenommen haben.

Wir sehen also, dass sich nach unseren Grundsätzen mannichfache nicht-umkehrbare Erscheinungen näher behandeln und vor allem auch in quantitativen Zusammenhang miteinander bringen lassen. Und *das* erkennen wir ferner, dass zahlenmässige Messungen auf diesem Gebiete nur dann Werth haben, wenn die Umstände, unter denen die Resultate gewonnen wurden, genügend vollständig bekannt sind, insbesondere in dem Sinne, dass wir uns nie darauf beschränken dürfen, die Aenderung nur *einer* Zustandsseite messend zu verfolgen.

Zusammenfassend können wir sagen, dass *vollständige* Kreisprocesse bei solchen Körpern, für die unsere Grundgleichungen gelten, nicht möglich sind. Nie werden die Verhältnisse *sämmtlicher* Zustandsseiten eines Körpers *gleichzeitig*

wieder dieselben, die sie früher einmal waren; sie *verschieben* sich sozusagen gegeneinander. Der Körper als Ganzes tritt uns als ein immer neuer entgegen, was seine quantitativen Verhältnisse anlangt. Er „altert", um nie wieder einen früheren Gesammtzustand anzunehmen.

Wir haben im Vorstehenden zunächst nur feste Körper ins Auge gefasst. Der continuirliche Uebergang der einzelnen Aggregatzustände ineinander lässt uns aber schliessen, dass solche nicht-umkehrbaren Erscheinungen auch flüssigen und gasförmigen Körpern eigen sind, wenn auch die geringe Grösse der maassgebenden Factoren uns hier die Beobachtung vorläufig erschwert oder unmöglich macht.

Dann können wir in dem geschilderten Verhalten der Körper wohl einen allgemeinen Grundzug physikalischer Vorgänge erblicken, können mit seiner Constatirung eine Art *physikalischen Entwickelungsprincips* aufstellen.

Man hat schon immer sich bemüht, dem Princip von der Constanz der Energie, das die Bilanz alles Geschehens stets regelt, ein Princip der Entwickelung an die Seite zu setzen. Seit Clausius und Thomson sucht man ein solches zu formuliren, indem man die Wärme in einen Gegensatz zu allen anderen Energieformen bringt. Während Clausius den Satz aufstellte, dass bei allen realen Veränderungen die Entropie der Welt sich nur vermehre, stets einem Maximum zustrebe, glaubte W. Thomson eine fortwährende „Zerstreuung" aller anderen Energiearten zu Gunsten der thermischen constatiren zu können mit dem „Wärmetod" des Weltalls als Endziel.

Demgegenüber scheint es mir angemessener, die Entwickelung der Erscheinungswelt im Zeitenlaufe nicht so sehr einer besonderen Energieform zu Liebe zu formuliren, indem man deren allmähliches Ueberwiegen behauptet: wir können in der oben angegebenen Weise die Thatsachen der Erfahrung allgemeiner, directer, von Hypothesen freier und somit in einer weniger angreifbaren Form darstellen.

Leipzig, August 1897.

24. *Ueber die erwärmende Wirkung der Röntgenstrahlen; von E. Dorn.*

(Die Ergebnisse sind der Naturforschenden Gesellschaft zu Halle am 8. Mai d. J. mitgetheilt.)

1. Herr Röntgen sagt in seiner ersten Mittheilung über die von ihm entdeckten Strahlen:

„Dass die *X*-Strahlen auch eine Wärmewirkung auszuüben im Stande sind, habe ich noch nicht experimentell nachgewiesen; doch darf man wohl diese Eigenschaft als vorhanden annehmen, nachdem durch die Fluorescenzerscheinungen die Fähigkeit der *X*-Strahlen, verwandelt zu werden, nachgewiesen ist, und es sicher ist, dass nicht alle auffallenden *X*-Strahlen den Körper als solche wieder verlassen."

Veröffentlichungen über diese Frage sind mir nicht bekannt; ich habe aus mündlichen Mittheilungen befreundeter Physiker entnommen, dass flüchtige bolometrische Versuche zu keinem Ergebniss geführt haben.

Im Folgenden theile ich Beobachtungen mit, welche die Wärmewirkung der Röntgenstrahlen nicht nur erkennen liessen, sondern auch eine Schätzung der Energie derselben in absolutem Maasse ermöglichten.

2. Den Ausgangspunkt meiner Untersuchungen bildeten absolute Messungen der durch Röntgenstrahlen entladenen Electricitätsmenge.[1]) Hieran knüpfte sich die Frage, welcher Bruchtheil der durchstrahlten Luft *in Ionen gespalten* sein müsste, um von der beförderten Electricitätsmenge Rechenschaft zu geben; ich fand diesen Bruchtheil bei meiner Versuchsanordnung für Luft etwa 5.10^{-12}. Die der Dissociation ent-

---

1) Meine Versuche hierüber reichen bis in den September v. J. zurück. Im Novemberheft des Phil. Mag. (5) **42**. p. 392. 1896 behandeln J. J. Thomson und Rutherford ähnliche Fragen und geben als dissociirten Bruchtheil für Wasserstoff $0{,}3.10^{-12}$. Sie haben auch Druckversuche mit negativem Erfolg gemacht, theilen aber nichts über die Versuchsanordnung mit. Vgl. auch die soeben erschienene Mittheilung von Winkelmann, Jenaische Zeitschr. f. Naturw. **31**. p. 174. 1897.

sprechende Volumvergrösserung würde also zu klein sein, um wahrgenommen werden zu können.

Zur Prüfung dieser Folgerung verschloss ich zwei nahe gleiche weite Glasröhren beiderseits mit Aluminiumblechen und verband sie mit den beiden Schenkeln einer Toepler'schen Drucklibelle,[1]) Wurde eine Röhre von Röntgenstrahlen durchsetzt, während die andere beschirmt war, so traten nur minimale Bewegungen auf, deren Deutung später erörtert werden soll.

Enthielt aber die durchstrahlte Röhre geeignete Metallblätter, so erfolgte eine unzweideutige Ausdehnung, welche nur der Wärmewirkung der absorbirten Röntgenstrahlen zugeschrieben werden konnte. Parallelversuche, bei denen *dieselben Metallblätter* in *derselben* Röhre in wenig veränderter Anordnung von einem *electrischen Strome durchflossen* wurden, ermöglichten dann eine Bestimmung der Wärmemenge.

3. Da einstweilen noch ein einfaches Mittel zur Definition der Wirkung einer Röntgenröhre fehlt, ist es unerlässlich, die benutzten Apparate zu beschreiben, um wenigstens ein ungefähres Bild der Versuchsbedingungen zu geben.

Inductorien. „Ind. *K.*", älteres Instrument von Kohl in Chemnitz; primärer Draht 133 m, secundärer etwa 50 km[2]), Unterbrecher nach Foucault. Länge der Spule (ohne die Ebonitplatten an den Enden) 63 cm, Durchmesser 23 cm, 5—8, gewöhnlich 7 Unterbrechungen in 1 Sec. Mit 10 Accumulatoren Schlagweite 40 cm zwischen Spitze und Scheibe. Ein Ampèremeter im primären Kreis schwankte bei 10 Accumulatoren um etwa 6 Amp.

„Ind. *R*" von Reiniger, Gebbert & Schall in Erlangen, primärer Draht 53 mm, secundärer etwa 17 km, mit Platin-, Deprez- und Quecksilberunterbrecher, von denen letzterer ausschliesslich benutzt. Spule 51 cm lang, 23 cm dick. Etwa neun Unterbrechungen[3]) in 1 Sec. Schlagweite für 6 Accumulatoren 32 cm. „Mittelwerth" des Primärstromes für 5 Accumulatoren 6 Amp., für 6 Accumulatoren 8 Amp.

1) Toepler, Wied. Ann. 56. p. 609. 1895.

2) Angabe des Verfertigers.

3) Man ermittelt die Zahl bequem durch Abzählung der Löcher, welche der Funke in ein bewegtes Papier während 10 Sec. schlägt.

Funkenmikrometer. Der Röntgenröhre wurde stets ein Funkenmikrometer mit abgerundeten, 1 cm dicken Zinkstäben parallel geschaltet, welche mit Hülfe von Ebonitansätzen während des Betriebes sich verstellen liessen. Gleichen Schlagweiten entsprechen hier höhere Potentiale, als bei den jetzt z. B. von Siemens benutzten Einrichtungen mit Scheibe und Spitze.

Röntgenröhren. „Röhre *D*", hier geblasen, von mir selbst evacuirt, cylindrisch, Länge 21 cm, Durchmesser 3,5 cm. Platinantikathode 35 × 19 mm. Kaliregulirung.

„Z_1 und Z_2", nach Zehnder mit Kohleregulator, von der Glühlampenfabrik Hard in Zürich.

„*SP*" von Siemens & Halske mit Phosphorregulirung, Nr. 4.

Die bisher genannten Röhren hatten in der Regel höhere Schlagweiten von 5—10 cm.

„*S*" eine ältere Siemens'sche Röhre mit Aluminiumanode.

Zur Beurtheilung der Leistungsfähigkeit mögen noch folgende Angaben dienen. Ind. *K* mit Röhre *D* oder *SP* gab auf einem Baryumplatincyanürschirm in 3,5 m Entfernung noch ein *gutes* Bild der Mittelhandknochen, Ind. *R* mit *Z* eine vorzügliche Durchleuchtung des Oberkörpers eines erwachsenen Mannes.

Drucklibellen. Da in rascher Folge ziemlich viele Ablesungen zu machen waren, liess sich die Einrichtung mit Mikrometerschraube zur Neigung der Libelle nicht verwenden, vielmehr wurde nur die Verschiebung des Flüssigkeitsmeniscus an dem Ocularmikrometer eines Mikroskopes[1]) abgelesen, welches mit dem das Libellenrohr tragenden Wasserkasten auf derselben starken, erschütterungsfrei aufgestellten Glasplatte stand.

Sei α die (beiderseits gleich vorausgesetzte) Neigung der Libellenschenkel gegen die Horizontale, s das specifische Gewicht der Libellenflüssigkeit, z die 1 mm entsprechende Anzahl von Scalentheilen des Ocularmikrometers, so ist die n Scalentheilen zugeordnete Druckdifferenz in mm Hg:

$$p = \frac{2n \sin \alpha}{z} \frac{s}{13{,}596} = \varkappa n .$$

1) Von Zeiss.

Der zur Füllung benutzte Petroleumäther hatte bei 17° das specifische Gewicht $s = 0{,}6786$. Der Neigungswinkel α wurde in leicht ersichtlicher Weise mit Hülfe eines Kathetometers und einer hinter das Libellenrohr gestellten Scala ermittelt.

Nachstehende Tabelle vereinigt die auf die verschiedenen Libellenrohre und Objective bezüglichen Angaben.

Lib.	Rohrdurchm. mm	α	Objectiv	$\varkappa$	$\varkappa$ (mm Hg)
1	3,22	2,14°	a_1	18,25	0,000204
			aa	53,0	0,0000704
2	3,32	1,34	AA	80,7	0,0000290
3	0,984	2,11	aa	53,0	0,0000695

Hätten die Gefässe, mit denen die Schenkel der Drucklibelle in Verbindung stehen, ein *unendlich grosses* Volumen, so würden ausserordentlich kleine einseitige relative Volumenvermehrungen und Temperaturänderungen messbar sein. Es entspräche z. B. 1 Scalentheil bei Libelle 2 einer relativen Volumenvermehrung[1]) von $0{,}0_4290/753 = 3{,}85 \cdot 10^{-8}$ oder einer Temperaturerhöhung von $288 \cdot 3{,}85 \cdot 10^{-8} = 1{,}11 \cdot 10^{-5}$ Grad C.

Indessen zeigt eine leichte Rechnung, dass für Gefässe von mässiger Grösse, wie sie bei den Versuchen angewendet werden mussten, diese Empfindlichkeit lange nicht erreicht wird.

Sei V_1 das Volumen des einerseits angeschlossenen Gefässes, v_1 das der verbindenden Röhren bis zum Flüssigkeitsfaden, t_1 die Temperatur, p_1 der Druck. Einem Scalentheil des Mikrometers entspreche ein Volum σ ccm in der Libellenröhre und eine Druckdifferenz von $\varkappa$ mm Hg.

Bezeichnet noch ϱ_0 die Dichte des eingeschlossenen Gases für 0° und den Normaldruck p_0, so ist die ganze Gasmasse:

$$M_1 = \frac{\varrho_0}{p_0}\left\{\frac{V_1 p_1}{1+\alpha t_1} + \frac{v_1 p_1}{1+\alpha t_1}\right\}.$$

1) Als Ausgangsdruck ist 753 mm, der mittlere Barometerstand von Halle, als Ausgangstemperatur 15° angesetzt.

In V_1 werde die Temperatur gesteigert um Δt_1, wodurch eine Verschiebung des Fadens um n Scalentheile eintrete. Die darnach noch übrig bleibende Drucksteigerung sei Δp_1, so folgt unter Vernachlässigung höherer Potenzen der Aenderungen:

$$0 = \Delta p_1(V_1 + v_1) + n\sigma p_1 - V_1 p_1 \frac{\alpha \Delta t_1}{1 + \alpha t_1} .$$

Auf der anderen Seite, für welche der Index 2 gelten möge, habe keine Temperaturänderung stattgefunden; dann ist entsprechend:

$$0 = \Delta p_2(V_1 + v_2) - n\sigma p_2 .$$

Mit grosser Annäherung war:

$$V_1 = V_2, \; v_1 = v_2, \; p_1 = p_2 ,$$

daher folgt durch Subtraction:

$$0 = (\Delta p_1 - \Delta p_2)(V_1 + v_1) + 2n\sigma p_1 - \Delta t_1 \frac{\alpha V_1 p_1}{1 + \alpha t_1} .$$

Die Druckdifferenz $\Delta p_1 - \Delta p_2$ ist aber $n\varkappa$, somit wird:

$$\Delta t_1 = n \left[\frac{\varkappa}{p_1} \left(1 + \frac{v_1}{V_1} \right) + \frac{2\sigma}{V_1} \right] T_1 = n\tau ,$$

wo noch T_1 für $(1 + \alpha t_1)/\alpha$ geschrieben wurde.[1])

Für die aus irgend welchen Ursachen erfolgende relative Volumenänderung hat man ähnlich:

$$\Delta V_1 / V_1 = n \left[\frac{\varkappa}{p_1} \left(1 + \frac{v_1}{V_1} \right) + \frac{2\sigma}{V_1} \right] = n\varphi .$$

Die Werthe der Coefficienten τ und φ für die verschiedenen Anordnungen, welche ich der Kürze wegen mit A, B etc. bezeichne, sind die folgenden:

Anordn.	Lib.	Obj.	V_1	v_1	$\varkappa$	σ	τ	φ
A	1	a_1	65,8	8,5	$0{,}0_3204$	$0{,}0_3447$	$0{,}0_2400$	$1{,}39.10^{-5}$
B	1	aa	—	—	$0{,}0_4704$	$0{,}0_3154$	$0{,}0_2138$	$4{,}78.10^{-6}$
C	1	aa	—	8,9	—	—	—	—
D	2	AA	—	—	$0{,}0_4290$	$0{,}0_3107$	$0{,}0_3950$	$3{,}30.10^{-6}$
E	3	aa	—	—	$0{,}0_4695$	$0{,}0_4143$	$0{,}0_3156$	$5{,}41.10^{-7}$
F	1	aa	36,3	—	$0{,}0_4704$	$0{,}0_3154$	$0{,}0_2248$	$8{,}60.10^{-6}$
G	2	AA	—	—	$0{,}0_4290$	$0{,}0_3107$	$0{,}0_2171$	$5{,}95.10^{-6}$

1) Eine etwaige Condensation oder Verdampfung der Libellenflüssigkeit bei der Bewegung ist nicht berücksichtigt.

Der Terme $2\sigma/F_1$ überwiegt das erste Glied der Parenthese erheblich; aus diesem Grunde wurde die enge Libelle 3 angefertigt. Dieselbe wurde aber wegen einiger Unbequemlichkeiten wenig verwendet.

4. Bis zum 11. März wurde für die Versuche eine Einrichtung benutzt, welche ich für Entladung statischer Electricität durch Röntgenstrahlen hatte herstellen lassen.

Die Mauer zwischen zwei (durch keine Thüre verbundenen) Zimmern war von einer Oeffnung der Grösse 95 × 40 cm durchbrochen, und hierin eine Holzwand von 1,5 cm Dicke mit Bleibekleidung eingesetzt, welche in der Nähe der Röntgenröhre durch Bleiplatten von 3 mm Dicke verstärkt war.

In einem Zimmer befand sich der von einem Gehülfen beaufsichtigte Inductionsapparat nebst der Röntgenröhre; die Strahlen derselben traten durch eine Oeffnung von 28 mm Durchmesser in das andere Zimmer. Diese Oeffnung durchsetzte die Bleiplatten und das Holz; beiderseits war sie mit Aluminiumblechen von 0,1 mm Dicke verschlossen, deren Zwischenraum mit Watte ausgefüllt war.

Um von den Versuchsgefässen strahlende Wärme sicher abzuhalten, war etwa 5 mm vom Holz noch ein 0,1 mm starkes Aluminiumblech von der Grösse 17,3 × 11,5 cm angebracht.

Das dem Versuch zu unterwerfende „Hauptgefäss" wurde mit seiner Aluminiumplatte 2 cm von der Holzwand aufgestellt, daneben das „Compensationsgefäss", beide in Watte gehüllt. Von den Gefässen leiteten mit Watte bewickelte Glasröhren von 163 und 130 cm Länge[1]) zu je einem T-Rohr mit Auslasshahn und weiter zu den Schenkeln der Drucklibelle.

Zur Beleuchtung diente eine Kerze hinter einem Schirmchen von Seidenpapier; ein halbcylindrisches Bleiblech schützte die Röhren etc. vor der Erwärmung durch die Kerze.

Die meisten Versuche sind aber mit einer anderen geeigneteren Anordnung gemacht. Die beiden Gefässe befanden sich in einer Holzkiste, deren Wände innen und aussen mit Stanniol bekleidet waren, abgesehen von der Aussenseite der Vorderwand, welche mit Watte und darüber mit Blei (2,5 mm

1) Diese geringfügige Unsymmetrie war nicht zu vermeiden, wenn die Libelle erschütterungsfrei aufgestellt werden sollte.

stark) bedeckt war. Als Durchlass für die Röntgenstrahlen war das Blei und Stanniol[1]) auf einer Kreisfläche von 3,5 cm Durchmesser entfernt und durch Aluminium (0,1 mm dick) ersetzt. Das Schutzblech (17,3 × 11,5 mm, 0,1 mm dick) war hier aussen angebracht.

Vor die dem Beobachter zugewendete Rückseite wurde noch eine beiderseits mit Stanniol beklebte Pappscheibe gesetzt und der ganze Kasten (ausser der Vorderfläche) in der Regel mit einer dicken Wolldecke verhangen.

Die Verbindungsröhren waren hier nur 60 cm lang und wurden durch Einschnitte der Rückwand herausgeführt. Die Röhren nebst den T-Stücken wurden in Watte und Stanniol darüber gewickelt.

5. *Versuche ohne Metallblätter im Gefäss.* Die hierfür benutzte Röhre hatte eine Länge von 5,8 cm, einen Durchmesser von 3,8 cm und ein Volumen von 65,8 ccm. Die verschliessenden Aluminiumbleche waren 0,3 mm dick. Dieselben noch stärker zu wählen, schien mit Rücksicht auf die Absorption nicht rathsam; eine geringere Dicke liess die Schwankungen des äusseren Druckes in unzulässiger Weise hervortreten.

Die Ausgangsstelle der Röntgenstrahlen befand sich 6 cm von der Wand, sodass — wie eine Zeichnung leicht erkennen lässt — auch die Seitenfläche des Gefässes von Röntgenstrahlen in schräger Richtung getroffen wurde.

Der Beobachter las in Zwischenräumen von einer halben Minute den Stand des Meniscus am Ocularmikrometer ab; ein Gehülfe besorgte auf ein Zeichen die Ingangsetzung und Unterbrechung des Inductionsapparates. Je nach der Widerstandsfähigkeit der Röhren wurde die Dauer der Einwirkung auf 0,5—2 Minuten bemessen, darauf folgten 2—3 Minuten Ruhe, dann wieder Einwirkung etc. Uebrigens wurde 10 oder 15 Sec. nach Schliessen und nach Oeffnen des Stromes noch eine Zwischenablesung gemacht.

Als Beispiel diene die Beobachtung[2]) vom 16. März 1897.

---

1) Das 3 mm starke Holz war nicht durchbohrt.

2) Wachsenden Scalentheilen entspricht eine Contraction im Hauptgefäss.

Libelle 1. Objectiv *aa.* Ind. *K.* 9 Accumulatoren. Röhre *D.*
Schlagweite 83 mm.

7h	26m	0s	45,0	7h	34m	30s	54,0	7h	42m	30s	63,2
		30	45,7	7	35	0	§54,5	7	43	0	§63,7
7	27	0	46,4			10	54,8			10	63,9
		30	46,8			30	55,5			30	64,3
7	28	0	47,2	7	36	0	56,1	7	44	0	64,7
		30	47,8			30	56,5			30	65,0
7	29	0	48,4	7	37	0	56,9	7	45	0	65,4
		30	49,0			30	57,4			30	65,9
7	30	0	†49,3	7	38	0	†57,9	7	46	0	†66,4
		10	49,6			10	58,0			10	66,6
		30	49,8			30	58,3			30	66,8
7	31	0	§50,6	7	39	0	§58,9	7	47	0	§67,0
		10	50,8			10	59,1			10	67,1
		30	51,6			30	59,6			30	67,6
7	32	0	52,1	7	40	0	60,5	7	48	0	67,9
		30	52,6			30	60,9			30	68,5
7	33	0	53,1	7	41	0	61,6	7	49	0	69,0
		30	53,4			30	62,2			30	69,7
7	34	0	†53,6	7	42	0	†62,7	7	50	0	70,0
		10	53,7			10	62,9				

†: Strom geschlossen, §: unterbrochen.

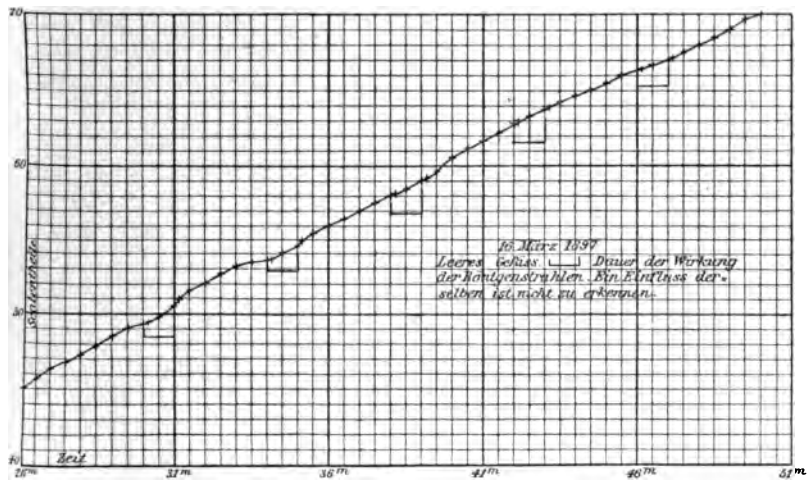


Fig. 1.

Die Beobachtungen wurden auf Coordinatenpapier aufgetragen (vgl. Fig. 1). Um ferner eine etwaige Einwirkung

der Röntgenstrahlen zahlenmässig festzustellen, wurde für die nächste halbe Minute nach Stromschluss der Stand berechnet, welcher bei gleicher Aenderung wie in der vorhergehenden halben Minute eingetreten wäre, und die Differenz gebildet. Also im obigen Beispiel

	49,6	53,8	58,4	63,2	66,9	
Diff.	+ 0,2	+ 0,2	− 0,1	0,0	− 0,1	Mittel + 0,04 (± 0,13)

Folgende Zusammenstellung enthält die Ergebnisse derjenigen Beobachtungen, welche nicht zu sehr durch unruhiges Wetter gestört waren.

Dat.	Anordn.	Ind.	Röhre	n	Beobacht.	Δt_1	$\Delta V_1 / V_1$
27./12.	*A*	*K* 9	*D* 86—92	+0,01(±0,26)	9	$-0{,}4.10^{-4}$	$-0{,}14.10^{-6}$
—	*A*	*K* 9	*D* ?	+0,02(±0,24)	12	−0,8	−0,28
6./1.	*A*	*K* 9	*D* 86—73	+0,04(±0,31)	10	−1,6	−0,56
14./1.	*B*	*K* 9	*D* 60	−0,07(±0,42)	16	+1,0	+0,33[1]
16./3.	*C*	*R* 6	Z_1 68	−0,01(±0,13)	7	+0,1	+0,05
—	*C*	*K* 9	*D* 83	+0,04(±0,13)	5	−0,6	−0,19
17./3.	*C*	*K* 9	*D* 90—72	−0,08(±0,18)	5	+1,1	+0,38
19./3.	*D*	*K* 9	*D* 77	+0,01(±0,23)	10	−0,1	−0,03
21./3.	*D*	*R* 5	Z_1 69	+0,08(±0,14)	10	−0,8	−0,26
27./3.	*D*	*K* 9	*D* 65—79	−0,15(±0,13)	10	+1,4	+0,50
10./6.	*E*	*R* 6	Z_2 76—33	−0,46(±0,25)	16	+0,73	+0,25
11./6.	*E*	*K* 10	*SP* 71—72	−0,24(±0,34)	13	+0,38	+0,13

Die Bedeutung der Zeichen *A*, *B* . . . ist p. 164 erläutert, die Zahl neben der Bezeichnung des Inductoriums (vgl. p. 161) giebt die Anzahl der Accumulatoren an, neben dem Zeichen der Röhre (vgl. p. 162) steht die Schlagweite in Millimetern. Die Factoren zur Umrechnung der Scalentheile n in die Temperaturänderung Δt_1 und relative Volumenänderung, vgl. p. 164.

Die durchschnittlichen Abweichungen der n von ihrem Mittel übersteigen fast stets den Absolutwerth. Trotz des Wechsels im Zeichen dieses letzteren wird man vielleicht ein kleines Ueberwiegen der Temperatur*zunahme* herauserkennen wollen, was im Hinblick auf die Absorption der Röntgenstrahlen in den Aluminiumblechen und in der Glaswand ja zu erwarten wäre. Durch Vergleich mit dem Späteren geht

1) Füllung mit trockener Kohlensäure.

aber hervor, dass die Wirkung dieser Einflüsse nur minimal sein könnte.

Jedenfalls erreicht die relative Volumenänderung bei der nur Luft enthaltenden Röhre nicht $0{,}3 \cdot 10^{-6}$ und die Temperaturerhöhung nicht 10^{-4} Grad.

6. *Versuche mit Metallblättern im Gefäss.* Am 7. December wurden im Innern des von den Röntgenstrahlen durchsetzten Hauptgefässes sieben den Querschnitt fast vollkommen ausfüllende Scheiben von Platinfolie, zusammen 0,065 mm dick, in gleichen Abständen angebracht. Ein qualitativer Versuch, auf dessen Einzelheiten ich nicht eingehen will, ergab zweifellos eine *Temperaturerhöhung*.

Ich habe später diese Versuche mit vielfachen Abänderungen wiederholt. Ausser den schon erwähnten sieben Platinscheiben (zusammen 0,065 mm dick, Masse 2,29 g) wurde eingeführt ein einfaches Platinblech (0,11 mm, 3,16 g), ein 8-fach zickzackförmig gefalteter Palladiumblechstreifen (0,485 mm im ganzen, 5,56 g), sieben Stanniolscheiben (zusammen 0,31 mm, 3,45 g), sieben Aluminiumscheiben (zusammen 0,150 mm, 0,555 g).

Neben dem Gefässe von 5,8 cm Länge und 65,8 ccm Volumen fand noch ein kürzeres von 36,3 ccm Verwendung, das sich freilich weniger gut bewährte.

Die Versuchsergebnisse sind auf der folgenden Seite tabellarisch zusammengestellt.

Von den absorbirenden Medien habe ich mit Ind. *K* 9, Röhre *D* (75 mm), ein Radiogramm aufgenommen, *Pd* liess sehr wenig durch, ebenso das Platinblech, die 7 Platinfolien absorbirten auch noch den weitaus grössten Theil der Strahlen, das Stanniol weniger, das Al hatte kaum merklich gewirkt.

Betrachtet man nun obige Zusammenstellung, so zeigt sich, dass — abgesehen von dem nur unmerklich absorbirenden Aluminium — sämmtliche Einlagen eine unverkennbare Temperaturerhöhung durch die Röntgenstrahlen bewirken.

Dass diese Erwärmung nicht etwa von Inductionsströmen in den Metallen, hervorgerufen durch die Entladungen, herrührte, beweist der Versuch mit der vorgesetzten Glasplatte, wo, der Absorption der Röntgenstrahlen entsprechend, die Wirkung auf ein Viertel etwa sank. Auch als ein *Funkenmikrometer* (3 cm Schlagweite) an Stelle der Röntgen-

röhre gebracht war, liess sich keine Erwärmung feststellen ($n = +0{,}04 \pm 0{,}13$).

Dat.	Einlage	Anordn.	Ind.	Röhre	n	Beob.	Δt_1	$\tilde{\omega}$ g-Cal.
9./1.	7 Pt	*B*	*K* 9	*D* 74—64	−1,02(±0,12)	6	+14,1.10^{-4}	13,1.10−
12./3.	—	*C*	*R* 5	Z_1 100	−0,35(±0,05)	2	+ 4,8	4,5
—	—	*C*	*R* 5	*D* 75	−0,67(±0,29)	3	+ 9,2	8,5
—	—	*C*	*R* 6	Z_1 92	−1,33(±0,04)	3	+18,3	17,0
13./3.	Pd	*C*	*R* 6	Z_1 88	−0,44(±0,18)	10	+ 6,1	21,2
16./3.	7 Pt	*F*	*K* 9	*D* 88	−0,38(±0,03)	4	+ 9,4	7,9
—	—	*F*	*R* 6	Z_1 75—46	−0,15(±0,10)	6	+ 3,7	3,1
22./3.	—	*G*	*K* 9	*D* 54—50	−0,58(±0,14)	5	+ 9,9	8,4
—	—[2]	*G*	*K* 9	*D* —	−0,14(±0,07)	5	+ 2,4	2,0
24./3.	1 Pt	*G*	*K* 9	*D* 70—69	−0,37(±0,13)	9	+ 6,3	7,1
25./3.	Al	*G*	*K* 9	*D* 65—66	+0,08(±0,14)	10	− 1,4	—
26./3.	Sn	*G*	*K* 9	*D* 64—66	−0,10(±0,05)	4	+ 1,7	3,4
—	—	*G*	*K* 9	*D* 66	−0,12(±0,10)	5	+ 2,1	4,2

Im Hinblick auf die Ergebnisse mit den Gefässen ohne Einlagen erscheint es vollkommen ausgeschlossen, dass die Erwärmung von der gelegentlich wohl bis zu 100° durch die Entladungen erhitzten Röntgenröhre herrührte und durch Leitung und Strahlung übertragen war. Dass die getroffenen Vorkehrungen eine derartige Wärmeübertragung hinderten, lehrte ein Versuch mit einem *Löthkolben*, dessen Wärmestrahlung mit der Thermosäule gemessen 22 Mal stärker war als die eines Rohres gleicher Gestalt wie die Röntgenröhre mit siedendem Wasser. Der Löthkolben wurde in Zwischenräumen von 3 Minuten aus der Flamme genommen und $^1/_2$ Minute an den Ort der Röntgenröhre gebracht. Die nach $^1/_2$ Min. eingetretene Bewegung (Libelle 1, Obj. *aa*) betrug $n = -0{,}03 \pm 0{,}18$, woraus die vollkommene Bedeutungslosigkeit der von der Röntgenröhre ausgestrahlten Wärme hervorgeht.

1) Die zweite Columne enthält in leicht verständlicher Bezeichnung die Einlage; wegen den Columnen 3—8 ist p. 168 zu vergleichen. Insbesondere ist n die in der ersten halben Minute der Einwirkung erzeugte Verschiebung des Meniscus in Scalentheilen, ebenso wie p. 168 berechnet. Ueber die letzte Columne wird noch gesprochen werden.

2) Vor die Röntgenröhre war eine dicke Glasplatte gesetzt.

Fig. 2 zeigt den Verlauf einer ganzen Beobachtungsreihe.

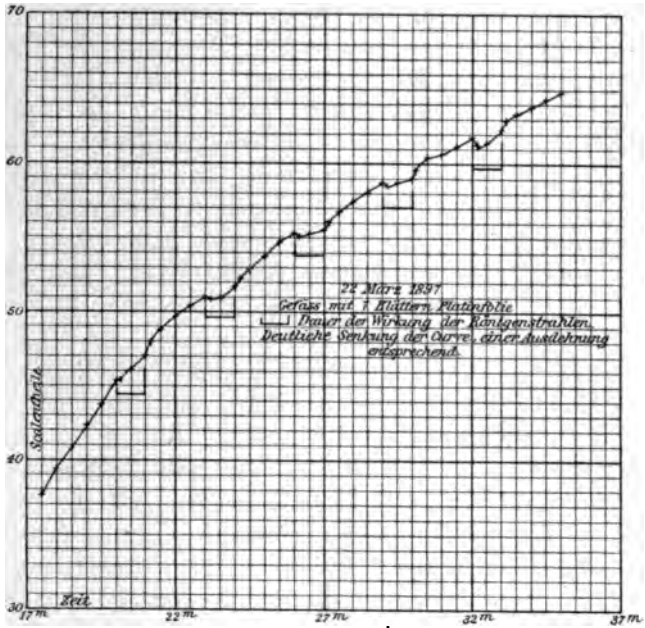


Fig. 2.

Der Wasserwerth der Einlage und der in der Röhre enthaltenen Luft war für das grössere Gefäss mit 7 Pt: 0,093 g, mit Pd: 0,348 g, für das kleinere Gefäss mit 7 Pt: 0,084 g, mit Pd: 0,340 g mit 1 Pt (Blech): 0,113, mit Sn: 0,200, mit Al: 0,137.

Indem man die Temperaturerhöhung mit dem Wasserwerth multiplicirt, erhält man die *Wärmemenge*, welche die Einlage und die Luft am Schluss einer 30 Sec. dauernden Wirkung der Röntgenstrahlen zurückbehalten hatte. Die in dieser Zeit durch Absorption der Röntgenstrahlen entwickelte Wärmemenge ist um den Betrag grösser, welcher an das Gefäss und weiter an die Umgebung übertragen wurde.

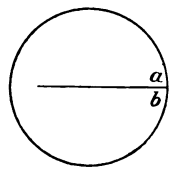
Die letzte Columne der Tabelle auf p. 170 enthält unter $\tilde{\omega}$ die als Product aus Temperaturerhöhung und Wasserwerth berechnete Wärmemenge.

Man ersieht, dass diese Wärmemenge unter sonst gleichen Umständen nahe der Absorption der Röntgenstrahlen parallel läuft. Dass das einzelne Platinblech etwas zurücksteht, ist

leicht erklärlich, da hier der Wärmeaustausch mit der Hülle erleichtert war im Vergleich zu den mehrfachen Blättern.

7. *Bestimmung der gesammten absorbirten Energie der Röntgenstrahlen.* Die Lösung dieser Aufgabe wurde durch folgende Hülfsbeobachtung ermöglicht.

Die 7 Scheiben von Platinfolie wurden aufgeschnitten, wie beifolgend dargestellt. Die Stelle *a* der ersten Scheibe wurde an einen Kupferdraht gelöthet, *b* an die entsprechende Stelle der zweiten darübergelegten Scheibe, *a* der zweiten Scheibe an *a* der dritten etc. bis zuletzt wieder ein Kupferdraht kam.



Hierdurch entstand eine Art Zickzack aus den Platinfolien; die Einführung in das cylindrische Gefäss liess sich so bewerkstelligen, dass die einzelnen Blätter nahe gleichweit voneinander abstanden und zur Axe fast senkrecht waren. Die Drähte wurden durch seitliche Bohrungen gesteckt und luftdicht verkittet; der Verschluss geschah durch die früher benutzten Aluminiumplatten.

Der so vorgerichtete Apparat wurde nebst einem ähnlichen leeren in den Wärmeschutzkasten gesetzt; die beiden Schenkel der Drucklibelle wurden mit den beiden Apparaten verbunden.

Leitete man nun einen electrischen Strom von passend gewählter Stärke durch die Platinfolien, so fand *eine Erwärmung derselben unter sehr nahe gleichen Bedingungen statt, wie bei der Absorption der Röntgenstrahlen;* der wesentlichste Unterschied war nur der, dass durch die Röntgenstrahlen die *ersten* Lagen stärker erwärmt wurden als die folgenden; eine erhebliche Beeinflussung des Verhältnisses der Wärmeabgabe zu der erzeugten Wärmemenge kann aber nicht eingetreten sein.

Die Beobachtungen wurden denen mit Röntgenstrahlen entsprechend durchgeführt: der Strom wurde eine Minute geschlossen, zwei Minuten unterbrochen etc. und die Ablesungen am Mikrometer in Zwischenräumen von je einer halben Minute vorgenommen, ausserdem noch 15 Sec. nach Schluss und Unterbrechung.

Fig. 3 veranschaulicht den Verlauf einer Beobachtungsreihe mit drei verschiedenen Stromstärken. Es geht daraus hervor, dass die Wärmeabgabe eine schnelle war.

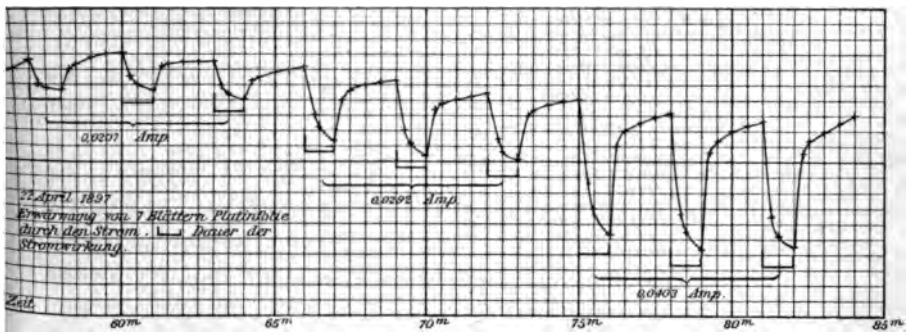


Fig. 3.

Die in der Secunde vom Strom entwickelte Wärmemenge ist berechnet nach:

$$w = 0{,}2387\ i^2 r \text{ g-Calorien}$$

(i Stromstärke in Amp., r Widerstand der Platinfolie in Ohm).

Dieselbe liess sich gut darstellen durch

$$w = x s + y s^2,$$

wo s die Verschiebung des Flüssigkeitsmeniscus nach einer Stromdauer von einer halben Minute bedeutet.

Hiernach kann man also (gleiche Libellenanordnung vorausgesetzt) auch für die Versuche mit Absorption der Röntgenstrahlen *aus der Verschiebung nach einer halben Minute die während einer Secunde entwickelte Wärmemenge berechnen.*

Aehnlich wurde für den *Palladiumstreifen* verfahren, der für die Stromzuleitung einfach an zwei Messingbleche[1]) angelöthet wurde, die jetzt den Verschluss bildeten.

Der Widerstand betrug für die Platinfolie (bei 13,0°) 0,597 Ω, für den Palladiumstreifen (bei 14,0°) 0,0588 Ω.

Bei der *Platinfolie* wurde erhalten (Libelle 1, Objectiv *aa*):

i (Amp.)	s	Beobacht.	w (g-Cal.)	w ber.
0,0140	1,15 ± 0,08	6	2,79 . 10^{-5}	2,81 . 10^{-5}
0,0207	2,47 ± 0,08	6	6,12 —	6,10 —
0,0293	4,87 ± 0,09	3	12,21 —	12,21 —

$$w = (2{,}43\ s + 0{,}0160\ s^2)\ 10^{-5} \text{ g-Cal. in 1 Sec.;}$$

und ähnlich bei dem *Palladiumstreifen:*

1) Dieselben hatten 0,19 mm Dicke, somit merklich gleichen Wasserwerth wie die 0,3 mm starken Aluminiumbleche bei den Hauptversuchen.

i (Amp.)	s	Beobacht.	w (g-Cal.)	w ber.
0,0665	1,70 ± 0,30	5	6,21 . 10^{-5}	6,70 . 10^{-5}
0,0982	3,29 ± 0,34	6	13,55 —	13,14 —
0,1279	5,67 ± 0,26	3	22,96 —	23,06 —

$$w = (3{,}89\ s + 0{,}0308\ s^2)\ 10^{-5}\ \text{g-Cal. in 1 Sec.}$$

Von den p. 170 aufgeführten Beobachtungen mit Röntgenstrahlen lassen sich nur die fünf ersten verwerthen, da die übrigen mit einer kürzeren Röhre angestellt sind.

Dieselben ergeben:

Dat.		$s = n$ [1])	w (g-Cal. pro Sec.)
9./1.	7 Pt	1,02	2,50 . 10^{-5}
12./3.	—	0,35	0,85 —
—	—	0,67	1,64 —
—	—	1,33	3,26 —
13./3.	Pd	0,44	1,72 —

Beiläufig mag bemerkt werden, dass hiernach zur Erzeugung der p. 170 letzte Col. berechneten Wärmemenge $\tilde{\omega}$ bei der Platinfolie 5,2 Sec., bei dem Palladium 9,9 Sec. genügt hätten, was mit der oben gemachten Bemerkung über die Schnelligkeit der Wärmeabgabe in bestem Einklang ist.

Nach den übereinstimmenden Angaben des Hrn. Röntgen[2]) und Anderer ändert sich die Intensität der Röntgenstrahlen wenig mit dem Winkel zwischen der Emissionsrichtung und der Normale der Antikathode.

Es werde in erster Näherung die Strahlungsintensität bis zur streifenden Emission gleich angenommen, dann kann man die *ganze* in der Secunde von der Röhre ausgestrahlte Energie berechnen, wenn man den körperlichen Winkel angeben kann, unter dem die oben bestimmte, in der Röhre absorbirte Strahlung ausgegangen war.

Allerdings erscheinen ja die aufeinanderfolgenden Folien unter abnehmenden Winkeln von der Antikathode aus; da aber die grösste Absorption in der *ersten* Folie erfolgt, so soll die Rechnung für *diese* geführt werden.

1) Das negative Zeichen ist fortgelassen.

2) Röntgen, Sitzungsber. der Berl. Akad. 13. Mai 1897. p. 579.

Beim Versuch vom 9. Januar war der Abstand der nahe 38 mm im Durchmesser haltenden Scheibe etwa 103 mm, woraus sich der halbe Oeffnungswinkel als 10,5° und der zugehörige körperliche Winkel als 0,0165 der Halbkugel ergiebt.

Die *ganze* Strahlung hätte darnach betragen 0,0250/0,0165 = 1,51 mg-Cal. in der Secunde, oder, da fünf Unterbrechungen in der Secunde erfolgten, etwa 0,30 mg-Cal. für *eine* Entladung.

Am 12. März war der Abstand 93 mm, also der halbe Oeffnungswinkel 11,3° und der körperliche Winkel 0,0194 der Halbkugel. In der Secunde wurden daher im ganzen 0,0326/0,0194 = 1,68 mg-Cal. ausgestrahlt, oder, da 9,4 Entladungen auf 1 Sec. entfielen, für eine Entladung 0,18 mg-Cal.

In dem ersten der hier durchgerechneten Fälle war das grössere Inductorium *K*, im zweiten das kleinere *R* verwendet.

Die angegebenen Werthe (0,30 bez. 0,18 mg-Cal. für eine Entladung) wären noch etwas zu vergrössern mit Rücksicht darauf, dass die Röntgenstrahlen erst etwa 0,6 mm Al durchlaufen hatten[1]), ehe sie die absorbirenden Platinfolien trafen.

Da indessen die Röhren ziemlich „hart" waren, kann der Verlust im Aluminium nicht gerade viel betragen haben; ich möchte ihn auf etwa $^1/_7$ schätzen.[2])

Im Vergleich mit der Energie der Kathodenstrahlen ist die der Röntgenstrahlen also ausserordentlich gering.

Andererseits kann man die Frage aufwerfen, ob der in einem durchstrahlten Gase absorbirte Bruchtheil der Röntgenstrahlen genug Energie besitzt, um die zur Ionisirung erforderliche Dissociationsarbeit zu leisten. Ich habe die Rechnung geführt für Wasserstoff auf Grund der Angaben von Benoist für Absorption der Röntgenstrahlen in Gasen[2]), von E. Wiedemann für die Dissociationsarbeit bei Wasserstoff, der stärksten von mir beobachteten Energie der Röntgenstrahlen[3]), und

---

1) Im zweiten Falle nach 3 mm Holz.

2) Nach Benoist, Compt. rend. **124.** p. 146. 1897.

3) Der Abstand Antikathode bis Gasschicht ist 25 cm angenommen.

endlich der Schätzung von Thomson und Rutherford (vgl. Anm. p. 160) für den dissociirten Bruchtheil.

Ich finde die absorbirte Energie mehr als 15 Mal ausreichend; freilich habe ich Grund zu vermuthen, dass bei Thomson und Rutherford die Strahlung erheblich schwächer war als bei meinem Versuch.

Halle, 8. August 1897.

25. *Ueber den Extrastrom beim Unterbrechen eines electrischen Stromkreises; von Leo Arons.*

In den Lehrbüchern der Physik und der Electrotechnik pflegt die gewaltige Spannung, welche sich beim schnellen Unterbrechen eines Stromkreises mit erheblicher Selbstinduction zeigt, nur indirect behandelt zu werden. Man leitet die Formeln her, welche das Ansteigen des Stromes für den Fall darstellen, dass man in einem gegebenen Leiterkreis mit Selbstinduction plötzlich eine constante electromotorische Kraft wirken lässt. Man zeigt, dass beim Ausschalten der electromotorischen Kraft ein entsprechender Stromabfall erfolgt und schliesst dann, dass bei sehr rascher *Unterbrechung* des Stromes die Electricitätsbewegung unter sehr grosser Spannung vor sich gehen muss, unter einer Spannung, die um so höhere Werthe erreicht, in je kürzerer Zeit der Ablauf des Stromes erzwungen wird. Bei der Bedeutung, die dieser Vorgang für die Technik besitzt und bei dem Mangel an Verständniss für die aus unbedachtem Vorgehen entspringenden Gefahren für die Isolation der Leitung, welchen wissenschaftlich durchgebildete Electrotechniker lebhaft beklagen[1]), sei es gestattet eine analytische Darstellung zu geben, die sich — wenn auch nicht von Willkürlichkeiten frei — doch viel enger an die wirklichen Verhältnisse anschliesst, als die bisherigen Ableitungen.

Wir wollen nicht mehr von der Voraussetzung ausgehen, dass die electromotorische Kraft plötzlich ausgeschaltet wird, sondern den Fall betrachten, dass der Stromkreis plötzlich unterbrochen, d. h. dass der Widerstand desselben in äusserst kurzer Zeit auf unendlich gebracht wird. Bezeichnen wir mit τ die Zeit, innerhalb deren der Widerstand von seinem Anfangswerth W auf den Werth unendlich ansteigt, so können wir den Werth desselben zu irgend einer Zeit t, gerechnet vom ersten Augenblick der Bewegung des Stromschlüssels, am ein-

1) Vgl. z. B. Forbes, Electrische Wechselströme. Deutsch v. Kollert, p. 55 f. Leipzig 1896.

fachsten durch die Function $w = W(\tau/\tau - t)$ ausdrücken. Der Ausdruck, welcher für $t = 0$ $w = W$, für $t = \tau$ $w = \infty$ liefert, kommt nur für dieses Intervall (0 bis τ) in Betracht. Er ist willkürlich gewählt, kann aber ganz gut als typisches Beispiel gelten.

Den Verlauf der Function $\tau/\tau - t$, welche den Werth des Widerstandes w in jedem Augenblick des Oeffnungsvorganges als Vielfaches des Ausgangswerthes W angiebt, charakterisirt folgende kleine Tabelle, die in den oberen Columnen die Werthe von t in Bruchtheilen von τ, in den unteren die entsprechenden von $\tau/\tau - t$ enthält.

t/τ	0	0,1	0,5	0,8	0,9	0,95	0,99	0,999	1
$\frac{\tau}{\tau - t}$	1	1,1	2	5	10	20	100	1000	∞

Wir werden sehen, dass es auf den absoluten Werth von τ nicht ankommt, sondern ausschliesslich auf das Verhältniss von τ zu der *Zeitconstante* des Stromkreises $\vartheta = p/W$, worin p den Coefficienten der Selbstinduction bezeichnet.

Bedeutet E die constante electromotorische Kraft des Stromkreises, i die zur Zeit t $(0 < t < \tau)$ herrschende Stromintensität, so gilt vom Augenblick des Beginnes der Unterbrechung die Gleichung

$$p\frac{di}{dt} + W\frac{\tau}{\tau - t}i = E$$

mit der Bedingung $i = J$ für $t = 0$, deren vollständige Lösung

$$i = \frac{E}{p - W\tau}\left\{\frac{p}{W}\left(\frac{\tau - t}{\tau}\right)^{\frac{W\tau}{p}} - (\tau - t)\right\}$$

ist. Schreiben wir ϑ für p/W, so erhalten wir

$$i = \frac{E}{W}\frac{\vartheta}{\vartheta - \tau}\left\{\left(\frac{\tau - t}{\tau}\right)^{\frac{\tau}{\vartheta}} - \frac{\tau - t}{\vartheta}\right\}$$

und für die electromotorische Kraft der Selbstinduction η den Werth

$$\eta = -p\frac{di}{dt} = E\frac{\vartheta}{\vartheta - \tau}\left\{\left(\frac{\tau - t}{\tau}\right)^{\frac{\tau - \vartheta}{\vartheta}} - 1\right\}.$$

Wir unterscheiden die beiden Fälle $\tau \gtrless \vartheta$.

a) $\tau > \vartheta$

$$i = \frac{E}{W}\frac{\vartheta}{\tau-\vartheta}\left\{\frac{\tau-t}{\vartheta} - \left(\frac{\tau-t}{\tau}\right)^{\frac{\tau}{\vartheta}}\right\}$$

$$\eta = E\frac{\vartheta}{\tau-\vartheta}\left\{1 - \left(\frac{\tau-t}{\tau}\right)^{\frac{\tau-\vartheta}{\vartheta}}\right\}.$$

i nimmt stetig von $J = E/W$ bis 0 ab; η wächst von 0 bis $E(\vartheta/\tau-\vartheta)$; sein Grenzwerth bleibt endlich; er wird um so grösser, je weniger der Werth von τ über dem von ϑ liegt.

b) $\tau < \vartheta$; wir schreiben wie oben

$$i = \frac{E}{w}\frac{\vartheta}{\vartheta-\tau}\left\{\left(\frac{\tau-t}{\tau}\right)^{\frac{\tau}{\vartheta}} - \frac{\tau-t}{\vartheta}\right\}$$

aber

$$\eta = E\frac{\vartheta}{\vartheta-\tau}\left\{\left(\frac{\tau}{\tau-t}\right)^{\frac{\vartheta-\tau}{\vartheta}} - 1\right\};$$

auch hier[1]) sinkt i stetig von $J = E/W$ auf 0 ab, dagegen wächst η von seinem Anfangswerth 0 auf den Werth ∞ — in der Praxis trifft das natürlich nicht zu; wird der Ausgleich durch Funkenstrom an der Unterbrechungsstelle verhindert, so wird η soweit anwachsen, bis es an irgend einer Stelle der Leitung die Isolation durchschlägt. Eine solche einmal beschädigte Stelle der Leitung wird natürlich bei späteren Wiederholungen des Vorganges leicht von neuem als Entladungsstelle beansprucht werden und kann mit der Zeit in einen Zustand gerathen, der dauernde Störungen hervorruft. Zu beachten bleibt ferner, dass das Durchschlagen der Isolirung an einer uncontrollirbaren Stelle der Leitung die Ursache von Feuersbrünsten[2]) werden kann.

---

1) Im Grenzfall $\tau = \vartheta$ erscheinen die Ausdrücke für i und η unter a) und b) in der Form $0/0$. Nach der Umformung ergiebt sich

$$i = \frac{E}{w}\frac{\tau-t}{\tau}\left(1 - \lg\frac{\tau-t}{\tau}\right) \quad \text{und} \quad \eta = E\lg\frac{\tau}{\tau-t};$$

η wird hier logarithmisch ∞.

2) Man denke z. B. an die vor einigen Jahren erfolgte Gasexplosion auf der Kaiser-Wilhelm-Brücke in Berlin. Die Entzündung kann durch einen solchen Vorgang erfolgt sein; die Starkstromleitungen lagen neben den Gasröhren.

Wie sich das Anwachsen von η bei unserer Annahme über den Verlauf des Widerstandswerthes gestaltet, wollen wir an einem einfachen Beispiel erläutern.

Ein Ring von mittlerem Umfang = 100 cm bei 20 cm² Querschnitt trägt 2500 Drahtwindungen von ca. 80 Ohm Widerstand. Dann wird — falls das Material des Ringes unmagnetisch — $p_u = 0{,}016$ Henry; ist der Ring aus Eisen, für welches wir eine *constante* Permeabilität $\mu = 300$ annehmen wollen, so wird $p_m = 4{,}8$ Henry. Hieraus ergeben sich die Zeitconstanten für unmagnetisches Material: $\vartheta_u = 0{,}0002$ sec $= 2 \cdot 10^{-4}$ sec; für den Eisenring: $\vartheta_m = 0{,}06$ sec $= 600 \cdot 10^{-4}$ sec. In beiden Fällen befinde sich im Stromkreis von 80 Ohm Widerstand eine electromotorische Kraft von 100 Volt; die Unterbrechungszeit sei $\tau = 30 \cdot 10^{-4}$ sec, sodass $\vartheta_u < \tau < \vartheta_m$.

Die Rechnung ergiebt, dass im ersten Fall (unmagnetisches Material) die electromotorische Kraft der Selbstinduction schon in der ersten tausendstel Secunde den Werth von 7,145 Volt erreicht, den sie bis zum Schluss beibehält; dieser Werth ($\eta = E(\vartheta/\tau - \vartheta)$ ist kleiner als das constante E; die Gesammtspannung an der Oeffnungsstelle wächst in diesem Fall höchstens auf 107,15 Volt; der Strom, der anfangs 1,25 Amp. stark war, ist nach $28 \cdot 10^{-4}$ sec unter 0,1 Amp. gesunken. Seine ungefähre Stärke bestimmt sich einfach aus dem Quotienten

$$\frac{107}{w} = \frac{107}{W} \cdot \frac{\tau - t}{\tau}.$$

Ganz anders im Fall des Eisenrings.

Hier ergiebt sich folgende Tabelle:

$t \cdot 10^4$ sec	w Ohm	i Amp.	η Volt
0	80	1,25	0
20	240	1,22	194
29	2 400	1,11	2 560
29,7	8 000	1,04	8 260
29,9	24 000	0,99	23 600
29,98	120 000	0,91	109 000
29,99	240 000	0,88	212 000
29,999	$2{,}4 \cdot 10^6$	0,79	1 890 000
30	∞	0	∞

Wir bemerken das steile Anwachsen der electromotorischen Kraft der Selbstinduction in dem letzten Drittel der Unterbrechungsdauer; dieses Anwachsen hält dem Anschwellen des Widerstandswerthes fast Schritt, sodass die Stromintensität bis zum letzten Augenblick nur wenig sinkt. Dass die grösseren der in der letzten Columne berechneten Werthe der electromotorischen Kraft der Selbstinduction nie erreicht werden können, da keine Isolation ihnen Stand halten würde, ist selbstverständlich. Der Verlauf von η in unserem Fall veranschaulicht aber recht gut die Gefahren der allzu plötzlichen Stromunterbrechung in Stromkreisen mit erheblicher Selbstinduction.[1]) Die Technik hat längst Mittel angegeben, diese Gefahren auszuschliessen; Silvanus P. Thompson widmet ihnen in seinem Werk

---

1) Bemerkt sei, dass auch die Entstehung des Stromes bei Stromschluss durch die der obigen völlig entsprechende Annahme über die Aenderung des Widerstandes während der Schliessungszeit τ' von ∞ bis W

$$w = W\frac{\tau'}{t} \quad \text{zwischen} \quad t = 0 \text{ und } t = \tau'$$

$$w = W \quad \text{von} \quad t = \tau' \quad \text{bis} \quad t = t_c \ (t_c > \tau')$$

gut dargestellt wird. Wir haben von

$$t = 0 \quad \text{bis} \quad t = \tau' : \frac{di}{dt} + \frac{1}{\vartheta}\frac{\tau'}{t} i = \frac{E}{p}, \quad \text{für} \quad t = 0, \quad i = 0.$$

Die vollständige Lösung ist:

$$i = \frac{E}{p}\frac{\vartheta}{\tau' + \vartheta} t = J\frac{t}{\tau' + \vartheta},$$

woraus

$$\eta = -p\frac{di}{dt} = -E\frac{\vartheta}{\tau' + \vartheta}$$

von

$$t = \tau' \quad \text{bis} \quad t = t_c : \frac{di}{dt} + \frac{i}{\vartheta} = \frac{E}{p}, \quad \text{für} \quad t = \tau' \quad \frac{di}{dt} = \frac{E}{p}\frac{\vartheta}{\tau' + \vartheta} = \frac{J}{\tau' + \vartheta}.$$

Die vollständige Lösung ist:

$$i = J\left(1 - \frac{\vartheta}{\tau' + \vartheta} e^{-\frac{t - \tau'}{\vartheta}}\right).$$

Je kleiner τ' ist — und τ' wird bei gewöhnlichen Stromschlüsseln sehr klein sein —, desto näher kommt die letzte Gleichung der gewöhnlich für das Entstehen des Stromes abgeleiteten

$$i = J\left(1 - e^{-\frac{t}{\vartheta}}\right).$$

„Dynamo-electric. Machinery“ ein besonderes Capitel. Vielfach bedient sich aber der Techniker — selbst in grossen Berliner Anlagen — noch des gewöhnlichen Unterbrechers, zu dessen Schutz er den entstehenden mächtigen Funkenstrom fortblasen muss. Mit diesem Schutz des Unterbrechers gefährdet er aber, wie wir gesehen, auf das Bedenklichste die viel wichtigere Isolation der Anlage.

26. *Ueber electroskopische Beobachtung Hertz'scher Resonatorschwingungen; von A. Toepler.*

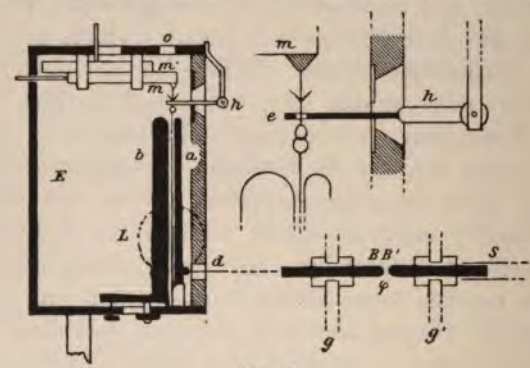
Seitdem Branly das merkwürdige Verhalten eines Haufwerks von Metallspähnen gegen electrische Schwingungen entdeckt hat, und seitdem auf Grund dieser Entdeckung der sogenannte Coherer von Lodge in Verbindung mit dem Galvanometer ein ungemein empfindliches Hülfsmittel für das Experimentiren mit electrischen Wellen geworden ist, hat die Anwendung des Electroskops auf diesem Gebiete an Interesse verloren. Nichtsdestoweniger dürfte die nachfolgende Mittheilung nicht ganz unnütz sein, wenngleich sie nur bezweckt, bekannte Thatsachen nach gewissen Richtungen zu ergänzen.

Wenn man mit der vielplattigen Influenzmaschine unter Anwendung eines Doppelcondensators in der von mir angegebenen Weise[1]) nicht zu kleine Oscillatoren kräftig erregt, so geben entfernt aufgestellte, gut abgestimmte, *einfache* Resonanzstäbe von den freien Enden Funkenströme mit messbarer Schlagweite ab. Hierbei könnte es auffallen, dass diese Funkenströme auf das sonst so empfindliche Blattelectroskop fast gar nicht wirken. Die Thatsache erklärt sich aus dem Umstande, dass jene Funkenströme eine Anhäufung von Electricität nicht veranlassen können. Sie bewirken, auf das Electroskop geleitet, nur schwache, rasch vorübergehende Ladungen, welche, wie man leicht einsieht, alsbald wieder durch bei entgegengesetztem Potentialzustande aus dem Resonatorende ausbrechende Fünkchen zerstört werden. Diese kurzdauernden, schwachen Ladungsstösse setzen die Metallblättchen um so weniger in merkliche Bewegung, als letztere durch unverhältnissmässig grossen Luftwiderstand gehemmt sind. Die Anwendung des Electroskops zu Hertz'schen Versuchen hat sich daher bekanntlich

1) Vgl. Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wiss. zu Berlin **19.** p. 269. 1892 und Wied. Ann. **46.** p. 306. 1892. Letztere Mittheilung will ich der Kürze halber im Text als Abh. I citiren, die daran anschliessenden Notizen in Wied. Ann. **46.** p. 464 u. 642. 1892 dagegen als Abh. II u. III.

bisher nur bei den Methoden von Boltzmann und Drude[1]) bewährt, welche die Resonanzfünkchen lediglich als leitende Brücke benutzten, um dem Electroskop das hohe Potential einer Trockensäule zuzuführen oder zu entziehen.

Es lag nun nahe, eine Anordnung des Electroskops zu versuchen, welche mit genügender Empfindlichkeit die Eigenschaft verbindet, schon auf rasch vorübergehende Ladungen durch sichtbare Bewegung zu reagiren. Eine derartige ballistische Vorrichtung, wie ich sie für meine Vorlesungen construirt habe, ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. Hierin bedeuten *a* und *b* zwei cylindrische Metallstäbe von 4 und 8 mm Dicke, welche in einem schmalen, vorn und hinten durch



Fg. 1.

Glasplatten geschlossenen Gehäuse vertical aufgestellt sind. *a* ist *isolirt*, *b* steht durch die Metallwände des Gehäuses mit dem Erdboden (Gasleitung) in Verbindung. In dem etwa 2 mm breiten, spaltförmigen Zwischenraume zwischen *a* und *b* pendelt mittels einer besonderen Aufhängevorrichtung ein feines Aluminiumdrähtchen von nur 0,25 mm Dicke und etwa 8,5 cm Länge. Die Aufhängevorrichtung besteht im wesentlichen aus einer kurzen, feinen Stahlnadel, die von der abgerundeten Polspitze eines Magnets *m* frei herabhängt, wie aus der vergrösserten Zeichnung rechts oben noch besser zu erkennen ist. Durch Verschiebung eines Hülfsmagnets *m'* mit entgegengesetzten Polen kann *m* nöthigenfalls soweit geschwächt werden, dass

1) L. Boltzmann, Wied. Ann. **40.** p. 399. 1890; P. Drude, Wied. Ann. **52.** p. 499. 1894.

das Aluminiumpendelchen gerade noch getragen wird. Hierdurch wie durch den geringen Luftwiderstand ist dem Pendelchen die äusserste Beweglichkeit gesichert. Gegen Störung durch gelegentliches Abfallen sichert ein kleiner Hebel h, dessen ringförmiges Ende e die mit Seitenärmchen versehene Stahlnadel auffängt. Eine Hebung von h genügt, um das Pendel wieder an m anzuhängen. Für die Parallelstellung von a und b und zur Einstellung des Pendels in die Spaltmitte dienen Stellschrauben am Gehäuse und am Fusse. Eine Oeffnung o ermöglicht es, nach Beiseiteschiebung von m das Pendel mittels eines magnetischen Strickdrahtes aus dem Gehäuse zu nehmen. Ersteres besitzt etwa $^1/_4$ Sec. Schwingungsdauer.

Nun ist an a ein biegsames Zuleitungsdrähtchen d angeschraubt, welches durch die rechts befindliche Ebonitwand aus dem Gehäuse hervortritt. Dieses Drähtchen führt unmittelbar zu dem Messingbolzen B des Secundärfunkenmikrometers, dessen Anordnung ich in Abh. II, p. 475 beschrieben habe. In demselben sind nur die Ebonitlamellen durch mikrometrisch verstellbare Glasstreifen g und g' (Fig. 1) ersetzt, sodass der Schlagraum φ zwischen B und B' mit starker Lupenvergrösserung genau gemessen werden kann. Auf das rechts hervorragende Ende von B' ist der röhrenförmige Secundärstab s (Durchmesser 7 mm) aufgesteckt. Sein abgewandtes Ende ist in schon beschriebener Weise durch eine Seidenschnur beweglich unterstützt. Nach Obigem ist die Wirkungsweise der ganzen Anordnung verständlich. Bei φ überspringende Fünkchen hinterlassen auf dem isolirten System $B\,d\,a$ Ladungen, welche dem Aluminpendel Schwingungsimpulse ertheilen, die durch die leicht zu überblickenden Influenzwirkungen verstärkt werden, da das Pendel durch Magnet und Gehäuse mit b metallisch verbunden ist. Geht bei φ ein rascher Strom von Secundärfunken über, so fährt der Aluminiumfaden in seinem Spaltraume heftig und unregelmässig hin und her, was durch eine Linse L bequem zu beobachten oder zu projiciren ist. Gelegentliches Anhaften des Fadens ist durch Klopfen zu beseitigen.

Die beschriebene Vorrichtung ist kein Messinstrument, sie soll nur zu den gewöhnlichen Schwingungsversuchen dienen. Jedoch besitzt sie eine sehr grosse Empfindlichkeit. Ich will ihre Anwendung unter Zugrundelegung der Oscillatoranregung

mittels Condensatormethode an Fig. 2 noch näher erläutern. M bedeutet hierin die durch die Metallumrahmung nach aussen abgeschirmte, 20plattige Influenzmaschine. Auf ihrem Gehäuse sind zwei Leydener Flaschen (Beleghöhe 24 cm, Durchmesser etwa 7 cm) gelagert, deren Innenbelege mit den Maschinenpolen dauernd verbunden sind. Von den isolirten Aussenbelegen führen die Paralleldrähte ll' zur Funkenstrecke f (1 bis 3 mm) des Staboscillators OO', dessen durch den Funken halbirte Gesammtlänge 106 cm beträgt, bei 8 cm Durchmesser. Die zugewandten Enden der Halbstäbe sind mit Electrodenansätzen (Abh. II, p. 466) versehen, zwischen denen auch ein Glastrog für Funken unter Petroleum (nach Righi) eingeschaltet werden kann. Die Innenbelege der Flaschen können ihre Ladungen durch eine Funkenstrecke F von gemessener Länge ausgleichen.

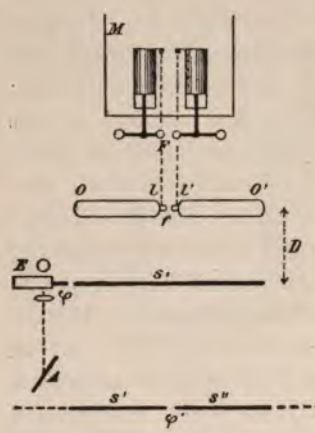


Fig. 2.

Wird nun bei günstigem Schlagweitenverhältniss $f:F$ (ungefähr 1 : 10) die Maschine gedreht, so geschieht der Ladungsprocess der Flaschen durch einen äusserst rapiden Strom schwacher Funken bei f, zwischen denen dann in regelmässigen Zeitabständen (bis zu 30 Mal pro Sec.) Entladungsexplosionen bei F und f gleichzeitig erfolgen, deren jede den Oscillator zu intensiven, seiner Länge entsprechenden Schwingungen anregt. Ich will nochmals hervorheben, dass die langsamen Eigenschwingungen des Doppelcondensators, welche mit den rascheren des Oscillators in der Funkenstrecke f coexistiren, an der Resonanzwirkung keinen directen Antheil haben. Der Flaschenfunken ist hauptsächlich insofern von Bedeutung, als er nach dem Anregungsstosse die Funkenstrecke f möglichst gangbar erhält, sodass die Oscillatorschwingungen nicht zu rasch absterben, was nach Hertz-Bjerknes für die Resonanzerregung entscheidend ist. Soweit ich wahrnehmen konnte, ist die Schwingungsdauer des Condensators in weiten Grenzen

willkürlich, wenn sie nur gross ist gegen die Oscillatorperiode.

Dem Oscillator werde nun in verschiedenen Entfernungen D der abgestimmte (121 cm lange) Stabresonator s, Fig. 2, nebst dem Electroskop E gegenübergestellt, sodass beide mit electrischem Knoten in der Stabmitte unisono schwingen; dann bemerkt man in der Nähe des Oscillators schon ohne Secundärfunken schwache Electroskopausschläge, wenn nämlich Electroskop und Resonator durch Zusammenschrauben von BB', Fig. 1, direct miteinander verbunden werden. Diese directen Secundärwirkungen, welche nach bekannten Electrometerbeobachtungen[1]) vorauszusehen waren, verschwinden jedoch in 4 m Abstand vom Oscillator völlig. Von hier an beginnt der Bereich, in welchem bei φ übergehende Fünkchen die oben beschriebenen Stosswirkungen noch beobachten lassen und zwar bis zu grosser Ferne vom Oscillator (vgl. unten), selbst wenn jene Fünkchen nur noch 0,002 mm Schlagweite besitzen. Um die Pendelzuckungen auf einem Schirme A zu projiciren, genügt es, den Spaltraum, in welchem der Faden schwingt, mit einem Auerbrenner passend zu beleuchten. Aus Helligkeitsrücksichten empfiehlt es sich, bei mässiger Linsenvergrösserung das Bild durch Schiefstellung von A zu verbreitern.

Will man sich überzeugen, dass die beobachtete Fernewirkung vom Oscillatorstabe, nicht vom Condensator ausgestrahlt wird, so schiebt man die Stabhälften zusammen, sodass die Funken f verschwinden. Der Condensator bleibt in Thätigkeit, wie die Funken F zeigen; es verschwinden aber die Fünkchen φ und mit ihnen die Electroskopwirkungen (vgl. auch Abh. I, p. 311).

Diese letzteren sind natürlich vor allem von der Art und Intensität der Oscillatorerregung abhängig. Einen ungefähren Ueberblick gewährt die beigefügte Tabelle, welche folgendermaassen entstanden ist. *Im Abstande 6,5 m vom Oscillator* wurde der Doppelresonator $s's''$, Fig. 2, bestehend aus zwei Stäben, jeder genau wie s, aufgestellt. Die Maximalschlagweiten bei φ' wurden gemessen; sie sind natürlich etwa doppelt so gross als am einfachen Stabende. Die benutzte Ruhmkorff-

1) V. Bjerknes, Wied. Ann. **44.** p. 74. 1891.

Spirale hatte 50 cm Länge bei 16 cm Durchmesser und gab mit Quecksilberunterbrecher 22 cm lange Funken. Die verglichene Zwanzigplattenmaschine hatte Scheiben von 26 cm Durchmesser.

Nr.	Erregungsart des Oscillators	Primärfunken in	Flaschenfunken F in mm	Primärfunken f in mm	Secundärfunken φ'	
					Abl.	mm
	Inductorium					
1	Federunterbrecher	Luft	—	7—8	5	0,17
2	„	Petrol	—	1,75	9	0,31
3	Quecksilberunterbr.	„	—	2,0	12,3	0,42
	Influenzmaschine, Zuleitung direct					
4	mit Drähten	Luft	—	7—8	2,5	0,09
5	„ Capillaren	„	—	7—8	4,6	0,16
6	„ Drähten	Petrol	—	1	1,8	0,06
7	„ „	„	—	2,5	5,0	0,17
	Influenzmaschine mit Condensator					
8	Drahtleitung	Luft	15	2	4	0,14
9	„	„	30—40	3,5	8,5	0,29
10	„	Petrol	15	0,8	9	0,31
11	„	„	30	1,6	16,3	0,56
12	„	„	51	1,75	21	0,71

Selbstverständlich waren alle nöthigen Vorsichtsmaassregeln beachtet, wie z. B. bei den Versuchen 1, 4 und 5 die Reinhaltung der Primärelectroden, welche bei der Condensatormethode nicht nöthig ist. Die Secundärelectroden BB' wurden jedesmal mit Graphitpulver abgerieben, was die Schlagweite zeitweilig erhöht.

Die Tabelle zeigt, dass der *directe* Influenzmaschinenstrom mit Petrolfunken gegen den Inductionsstrom erheblich zurücksteht (Nr. 2, 3 und 7).[1]) Demgegenüber sind die mit der In-

1) Durch Vorschaltung von Funkenstrecken vor dem Petroleumgefäss wurde die Maximalleistung Nr. 3 nicht merklich erhöht.

fluenzmaschine ermöglichten *Condensatorfunken der Ruhmkorff-entladung bei weitem überlegen.* Dies zeigen schon die Funken in Luft (Nr. 1 und 9), viel schlagender noch diejenigen in Petroleum (Nr. 2 und 3 gegen 11 und 12). Der Erfolg der Anregung Nr. 12 war in der That überraschend. Sie inducirte bis auf 2 m Entfernung Secundärfunken, welche den primären an Länge gleichkamen. Ich wandte den Oscillator einer 75 cm dicken Steinwand meines Experimentirsaales zu, hinter welcher eine Reihe von Nachbarzimmern folgte. Nachdem der electrische Strahl ausser fünf Steinwänden sieben Apparateschränke mit Metallobjecten aller Art durchsetzt hatte — und ungeachtet anderer unterwegs vorhandener Metallmassen — konnten im fünften Raume noch deutliche, im vierten noch kräftige Electroskopzuckungen beobachtet werden; die Gesammtentfernung betrug hierbei etwa 22 m. Da bei *ungehinderter* Wellenausbreitung schon früher mit der viermal schwächeren Anregung Nr. 5 in Entfernungen bis zu 40 m Hertz'sche Beobachtungen angestellt worden waren, so sind bei Benutzung der Influenzmaschine mit Condensatormethode in sehr viel grösseren Abständen noch merkliche Electroskopwirkungen zu erwarten und zwar *ohne Anwendung von Hohlspiegeln*, von den noch empfindlicheren Cohererwirkungen ganz abgesehen.

Die intensiven Schwingungsfelder der Condensatormethode waren mit dem Funkeninductor nicht zu erlangen; die Doppelflasche wurde durch denselben nicht hoch genug geladen. Die dabei erzielten Secundärfunken blieben sogar weit hinter denen zurück, welche der Inductor ohne Flaschen zu erregen vermochte.

Aus dem Mitgetheilten geht hervor, dass es zu Electroskopversuchen in Auditorien gar nicht der höchsten Leistungen der Condensatormethode bedarf. Die sehr bequeme Versuchsweise Nr. 8 und 9 genügt vollkommen.[1]) Zu den kekannten Polarisationsversuchen benutze ich ein leichtes Gitter aus 1 mm starken, verzinnten Eisendrähten, welche in Abständen von je 1,5 cm auf einen Holzrahmen, 2 m lang, 1,5 m breit, aufgespannt sind. Dasselbe Drahtgitter genügt auch für die einfachsten Reflexions- und Interferenzversuche. Als hinter

1) Diese Anordnung wurde bereits auf der Naturforscherversammlung in Wien 1894 zu Electroskopversuchen obiger Art von mir benutzt.

dem in 5 m Abstand vom Oscillator eingestellten Resonanzstabe das Drahtsystem in Parallelstellung schrittweise um je 70 cm rückwärts geschoben wurde, konnten bei passender Schlagweiteneinstellung abwechselnd je zwei Maxima und Minima der Electroskopwirkung constatirt werden. Das Gitter hindert die Projection nicht. Die quantitativen Verhältnisse sind aus folgenden Schlagweiten ersichtlich, welche sich am Stabende ergaben, als der Bolzen *B*, Fig. 1, zur Erde abgeleitet wurde.

Gitterabstand in cm	10	70	140	210	280
Schlagweite φ in mm	0,033	0,180	0,090	0,132	0,099

Ganz roh kann man hiernach die unserem Oscillator eigene Wellenlänge auf 2,8 m veranschlagen. Genauere Bestimmungen wären mittels Drahtresonanz auszuführen.

Dresden, August 1897.

27. *Ueber die electromotorische Gegenkraft des Aluminiumlichtbogens; von Viktor von Lang.*

Die Erscheinung, dass eine Zersetzungszelle mit einer Aluminium- und einer indifferenten Platte (Kohle, Platin etc.) dem electrischen Strome nur in einer Richtung ein Hinderniss bietet, hat in neuester Zeit wieder die Aufmerksamkeit auf sich gelenkt, indem man sie zur Verwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom benutzte.

Namentlich hat Grätz[1]) diese Thatsache näher studirt und gezeigt, dass eine solche Zelle beim Durchgange des Stromes in der Richtung Aluminium—Kohle mit einer electromotorischen Gegenkraft (ε) von 22 Volt wirkt, während sie in der Richtung Kohle—Aluminium den Strom, abgesehen von der Wasserstoffpolarisation, ungehindert hindurchlässt.

Der angegebene Betrag von 22 Volt liegt in der Nähe der Zahlen, die ich[2]) seiner Zeit für die sogenannte electromotorische Gegenkraft des Lichtbogens gefunden hatte, wenn derselbe zwischen Metallspitzen eingeleitet wird. Aluminium wurde damals nicht untersucht, die Bestimmung der betreffenden Zahl für dieses Metall bildet den hauptsächlichsten Inhalt der folgenden Zeilen.

Zwei vierkantige Aluminiumstücke wurden zum Theil rund abgedreht (Durchmesser 5 mm), zugespitzt und am anderen Ende an dicke Kupferdrähte geschraubt: letztere waren auf zwei Schlitten horizontal befestigt und konnten durch Schrauben bewegt werden. Von den aus Messing verfertigten Schlitten führten *erstens* Drähte zu dem Kabelnetz der hiesigen Gleichstromcentrale (110 Volt), *zweitens* Drähte als Nebenschluss zu einem Weston'schen Voltmeter. In die Hauptleitung war ein ähnliches Instrument als Ampèremeter und ein Kurbelrheostat

1) L. Grätz, Sitzungsber. d. mathem.-phys. Kl. d. k. bayer. Akad. d. Wissensch. zu München. 27. p. 223. 1897; Ch. Pollak, Electrotechn. Anz. Nr. 53. p. 113. 1897.

2) V. v. Lang, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wisssench. zu Wien. (2) 95. p. 84. 1887.

eingeschaltet. Der durch Nähern der Schlitten zwischen den Aluminiumspitzen eingeleitete Lichtbogen wurde durch eine Linse auf eine Scale an der gegenüberliegenden Wand projicirt und hierdurch seine Länge gemessen. Ein Theilstrich dieser willkürlichen Scale entsprach am Orte der Spitzen ungefähr einer Länge von 1,5 mm.

An den Ablesungen des Volt- und Ampèremeter betheiligten sich die Herren Dr. Tuma, Dr. Lampa und H. Conrad, während ich die Einleitung des Lichtbogens nach Einschaltung von 0—15 Ohm Widerstand und die Ablesung seiner Länge selbst besorgte. Mit diesen Ablesungen musste aber sehr geeilt werden, da es nie möglich war, den Bogen längere Zeit constant zu erhalten: es bleibt daher immer sehr zweifelhaft, ob die erhaltenen Zahlen wirklich demselben Momente entsprechen und an die Genauigkeit derselben können daher von vornherein keine grossen Erwartungen gestellt werden. Diese Inconstanz hängt damit zusammen, dass die Spitzen sehr rasch verschlacken und der Bogen dann auf eine noch reine Stelle überspringt. Aus diesem Grunde konnte auch nach Erlöschen des Bogens derselbe nur wieder hergestellt werden, wenn die Spitzen sorgfältig gereinigt worden waren.

Im ganzen wurden an zwei verschiedenen Tagen 47 Beobachtungen ausgeführt, 4 derselben bei der Berechnung aber nicht berücksichtigt, da sie von den anderen allzu sehr abwichen. Die übrigen 43 Beobachtungen sind in chronologischer Ordnung die folgenden, vgl. die Tabelle auf nächster Seite.

In dieser Tabelle ist L die Bogenlänge in Theilen der willkürlichen Scale ($1\,p = 1{,}5$ mm), A die Stromstärke in Ampères und V die Spannungsdifferenz zwischen den beiden Aluminiumspitzen in Volt. Die Berechnung geschah nun nach der Formel von Ayrton[1])

$$\text{(I)} \qquad V = \alpha + \beta L + \frac{\gamma + \delta L}{A},$$

in welcher α, β, γ, δ vier Constanten bedeuten. Die Werthe der letzteren wurden mit Hülfe der Methode der kleinsten Quadrate gefunden:

$$\alpha = 18{,}78, \quad \beta = 3{,}13, \quad \gamma = 46{,}00, \quad \delta = 12{,}38,$$

1) Vgl. E. Voit, Der electrische Lichtbogen, p. 32. Stuttgart 1896.

welchen Zahlen die hier unter v angegebenen Differenzen (Beobachtung weniger Rechnung) entsprechen.

	L	A	V	v		L	A	V	v
Juni, 19.	1	3,7	40	+ 2,3	Juni, 19.	4	9,8	42	+ 0,9
	2	3,5	40	— 4,2		5	9,5	42	— 3,9
	3	4,1	52	+ 3,5		4	9,4	43	+ 1,6
	1	3,7	40	+ 2,3		3	10,5	35	— 1,1
	1	5,2	32	— 1,1		1	10,8	31	+ 3,7
	1	5,7	37	+ 4,8		1,5	10,7	32	+ 2,5
	2	4,5	42	+ 1,2		2,5	10,0	39	+ 4,7
	4	8,0	40	— 3,3	Juni, 22.	1,5	6,1	30	— 4,0
	2	4,7	41	+ 0,9		1,5	5,5	33	— 2,2
	1	6,0	30	— 1,7		2	6,3	34	— 2,3
	1	7,4	27	— 2,8		2	5,6	36	— 1,7
	1	8,4	26	— 2,9		0,5	7,7	25	— 2,1
	1	9,5	24	— 4,1		3	7,0	40	— 0,1
	0,5	13,0	22	— 2,4		1	8,0	28	— 1,2
	0,5	12,3	22,5	— 2,1		1,5	7,0	34	+ 1,3
	2,5	10,4	39	+ 5,0		4	8,8	40	— 2,2
	5	9,0	50	+ 5,6		5	8,4	43	— 4,3
	2	11,1	32	— 0,1		2	9,2	35	+ 2,2
	3	10,5	35	— 1,1		3	8,9	39	+ 1,5
	6	8,5	52	+ 0,2		2,5	8,8	40	+ 4,6
	4	10,0	40	— 0,9		2	9,0	38	+ 5,1
	3	10,5	35	— 1,1					

Die Grösse α, d. i. der constante Theil von V, giebt nun die sogenannte electromotorische Gegenkraft des Aluminiumbogens: ihr Werth 18,8 liegt in der That sehr nahe der von Grätz gefundenen Zahl $\varepsilon = 22$, von welcher noch der auf die Wasserstoffpolarisation entfallende Antheil abzuziehen wäre. Freilich ist hierbei zu bemerken, dass eine Berechnung nach einer anderen ähnlichen Formel zu sehr abweichenden Werthen führen kann. So giebt die allerdings viel einfachere Formel

$$V = \alpha + \frac{\delta L}{A} \qquad \text{(II)}$$

für den constanten Antheil $\alpha = 24{,}9$, wobei die Fehlerquadratsumme (Σv^2) nur von 318 auf 409 und der wahrscheinliche Fehler einer Beobachtung von 1,9 auf 2,1 steigt.

Ob aber zwischen den zwei Grössen ε und α wirklich eine Beziehung stattfindet, dürfte nach dem folgenden sehr zweifel-

haft sein. Ich habe nämlich auch noch Versuche über die Potentialdifferenz des Lichtbogens angestellt, wenn nur ein Pol desselben aus Aluminium, der andere aus Kohle besteht. Während nun bei der Stromrichtung Kohle—Aluminium diese Differenz ebenso gross war wie bei der Verwendung zweier Kohlenspitzen, war sie für die Richtung Aluminium—Kohle ungleich niedriger. Es wurden für diesen Fall nach der früher beschriebenen Methode 31 Beobachtungen ausgeführt und von diesen 30 der Rechnung unterzogen. Die Rechnung nach der Formel (I) ergab

$$\alpha = 15{,}41, \quad \beta = 2{,}89, \quad \gamma = 24{,}50, \quad \delta = 10{,}71,$$

wobei die Summe der Fehlerquadrate gleich 149 und der wahrscheinliche Fehler einer Beobachtung 1,6 beträgt.

Die Formel (II) dagegen giebt

$$\alpha = 21{,}15, \quad \beta = 23{,}49$$

mit 219 als Summe der Fehlerquadrate und 1,9 als wahrscheinlichen Fehler.

Nach diesem Resultate konnte erwartet werden, dass auch durch einen Aluminium-Kohlenbogen Wechselstrom in Gleichstrom verwandelt werden kann. Es wurde also ein derartiger Lichtbogen mit Hülfe des Stromes der hiesigen Wechselstromcentrale (100 Volt) gespeist, und in der That zeigte eine eingeschaltete Tangentenbussole zweifellos einen Gleichstrom in der Richtung Aluminium—Kohle an. Freilich konnten so nur etwa 6 Proc. des Wechselstromes in Gleichstrom verwandelt werden.

Dieses Verhalten des Aluminiums ist in vollem Einklange mit den Beobachtungen von Sahulka[1]) an dem Eisen-Kohlenbogen, es ist aber gerade entgegengesetzt der Wirkung des Aluminiums in der Zersetzungszelle, wo der aus Wechselstrom erhaltene Gleichstrom in der Richtung Kohle—Aluminium fliesst.

1) Sahulka, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien. (2) **103.** p. 414. 1894.

28. *Ueber das magnetische Verhalten einiger basaltischer Gesteine; von F. Pockels.*

Für die Beurtheilung des sogenannten Gesteinsmagnetismus[1]), d. h. der mehr oder weniger starken localen magnetischen Störungen, welche häufig in der Nähe von Felsen verschiedener krystallinischer Gesteine zu beobachten sind, ist es von Wichtigkeit, die magnetischen Eigenschaften solcher Gesteine, welche jene Erscheinung besonders auffällig zeigen, quantitativ zu kennen. Hier kommt für unsere Gegenden hauptsächlich *Basalt* in Betracht, und ich erlaube mir daher, in Kürze die Resultate der magnetischen Untersuchung folgender drei Basaltvorkommnisse mitzutheilen:

I. Nephelin-Basanit von der Kollmer Scheibe bei Tetschen. Dichtigkeit 3,114; Magnetitgehalt 17,7 Proc.[2])

II. Nephelin-Basalt (bez. -Anamesit) vom Löbauer Berg. Dichtigkeit 3,146; Magnetitgehalt 6,6 Proc.

III. Nephelin-Basalt vom Ascherhübel bei Tharandt. Dichtigkeit 3,117; Magnetitgehalt 24,5 Proc.

Nr. I und III sind sehr feinkörnig, mit wenigen makroskopischen Olivin-Einsprenglingen, Nr. II hat grobkörnigere Structur.

Zur Untersuchung wurden rechtwinkelig-parallelepipedische Stäbe (für deren Herstellung ich Hrn. Prof. Kalkowsky zu Danke verpflichtet bin) von folgenden Dimensionen benutzt.

---

1) Eine kurze Uebersicht über die Art des Auftretens und die Verbreitung des Gesteinsmagnetismus habe ich im N. Jahrb. f. Mineralogie etc. 1. p. 66—72, 1897, gegeben.

2) Die Bestimmung des Magnetitgehaltes geschah in der Weise, dass aus einer abgewogenen Menge des fein zerriebenen und gebeutelten Gesteinspulvers, während es in Wasser aufgeschlemmt wurde, die magnetischen Bestandtheile mittels eines Magneten herausgezogen wurden. Wegen des nicht ganz zu vermeidenden Anhaftens anderer Krystallfragmente an den Magnetitkörnchen mögen die so erhaltenen Zahlen zu gross ausgefallen sein, doch dürften sie wenigstens den *relativen* Magnetitgehalt der verschiedenen Basaltarten einigermaassen wiedergeben.

Nr. I. Stab 1. Länge 9,5 cm, Querdimensionen 1,67 und 1,80 cm. Stab 2. Länge 9,53 cm, Querdimensionen 1,27 und 1,62 cm.

Nr. II. Vier Stäbe von der Länge 12,00 bis 12,08, den Querdimensionen 0,77 bis 0,81 cm, Gesammtvolum 30,1 cm^3.

Nr. III. Länge 9,77 cm, Querdimensionen 1,77 und 1,78 cm. Volum 30,78 cm.

Die sämmtlichen Stäbe zeigten ursprünglich keinen polaren Magnetismus.

Die Messung der durch bestimmte Feldstärken erzeugten temporären und remanenten magnetischen Momente der Stäbe geschah nach der bekannten magnetometrischen Methode unter Anwendung einer Compensationsspule; es sei nur bemerkt, dass bei jeder Feldstärke die Magnetisirung einmal umgekehrt, und successive von kleineren zu grösseren Feldstärken übergegangen wurde; ferner dass sich die Dauer des Stromschlusses und öftere gleichsinnige Wiederholung desselben ohne Einfluss gezeigt hatten. Die Feldstärke $\mathfrak{H}$ wurde aus der Windungszahl n, der Länge l der Magnetisirungsspule und der in absolutem Maass gemessenen Stromstärke i berechnet nach der Formel

$$\mathfrak{H} = \frac{4\pi n i}{l}.$$

Nachstehende Tabellen geben für die so ermittelten Feldstärken die auf die Volumeinheit bezogenen temporären und remanenten magnetischen Momente m und m_r in absolutem Maass.

Basalt Nr. I. Stab 1.

$\mathfrak{H}$	51,2	93,5	131	171,4	325
m	0,322	0,567	0,940	1,185	—
$m/\mathfrak{H} \cdot 10^3$	6,28	6,07	7,17	6,92	—
m_r	0,0283	0,0735	0,142	0,194	0,389
m_r/m	0,0875	0,13	0,150	0,164	—

Basalt Nr. I. Stab 2.

$\mathfrak{H}$	96,25	136,7	182,2	247	284	390	467,5
m	0,677	0,98	1,25	—	—	—	—
$m/\mathfrak{H} \cdot 10^3$	7,03	7,17	6,86	—	—	—	—
m_r	0,100	0,165	0,219	(0,377)	0,388	0,540	0,615
m_r/m	0,1475	0,169	0,175	—	—	—	—

Basalt Nr. II. 4 Stäbe gemeinsam.

$\mathfrak{H}$	11,0	21,7	34,3	44,2	51,2	56,9	70,1	82,8
m	0,096	0,21	0,306	0,378	—	0,505	0,578	0,67
$10^3 . m/\mathfrak{H}$	8,71	9,22	8,92	8,65	—	8,88	8,25	8,10
m_r	0,0073	0,0234	0,0437	0,0592	0,0685	—	0,090	0,0984
m_r/m	0,076	0,111	0,143	0,157	—	—	0,155	0,147

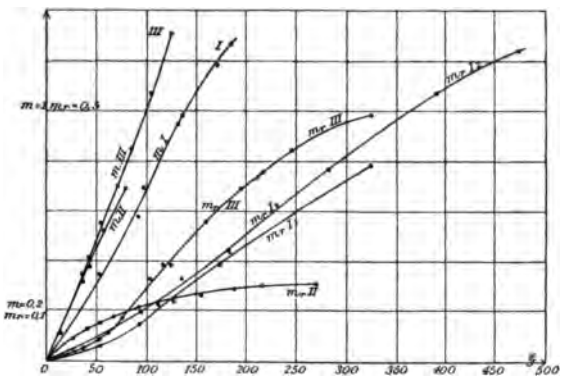
$\mathfrak{H}$	85,8	96,1	106,7	122	151	175	216	268
m_r	0,1012	0,1065	0,1118	0,1184	0,1373	0,1436	0,149	0,1515

Basalt Nr. III.

$\mathfrak{H}$	10,8	22,6	34,2	42,8	53,1	70,1	86,0	100,6	121
m	0,0925	0,206	0,340	0,402	0,532	0,685	0,844	1,06	1,314
$10^3 . m/\mathfrak{H}$	8,56	9,12	9,94	9,37	10,02	9,75	9,81	10,53	10,84
m_r	0,0034	0,0047	0,0176	0,0243	0,0378	0,0688	0,0969	0,154	0,194
m_r/m	0,037	0,023	0,052	0,060	0,071	0,100	0,115	0,145	0,1475

$\mathfrak{H}$	(127)	163,5	194	214	245	323
m_r	(0,195)	0,277	0,343	0,376	0,4265	0,493

Die Abhängigkeit des temporären und permanenten Magnetismus von der Feldstärke wird durch nachstehende Curven



veranschaulicht, worin $\mathfrak{H}$ als Abscisse, m bez. m_r als Ordinate aufgetragen ist, und zwar m_r der grösseren Deutlichkeit halber in doppelt so grossem Maassstabe als m. Die Werthe von m für die Stäbe 1 und 2 der Gattung I konnten durch ein und dieselbe Curve dargestellt werden.

Der allgemeine Verlauf der Magnetisirungscurven ist ein ähnlicher, wie beim weichen Eisen[1]); d. h. es steigt sowohl das temporäre, als das remanente Moment anfangs schneller, später, bei grösseren Feldstärken, langsamer an als die Feldstärke, nur beim temporären Magnetismus des Basaltes Nr. III ist der Wendepunkt der Curve noch nicht erreicht worden. Dieser Wendepunkt tritt übrigens beim remanenten Magnetismus viel deutlicher hervor, als beim temporären; hiermit hängt zusammen, dass das Verhältniss des remanenten zum temporären Magnetismus bei wachsender Feldstärke anfangs rapide zunimmt, später nahe constant wird oder wieder abnimmt. Uebrigens erreicht dieses Verhältniss relativ recht hohe Beträge (über $^1/_6$ beim Basalt I), was von der durch Hrn. Abt[2]) nachgewiesenen starken Coercitivkraft des Magnetit — der ja jedenfalls der das magnetische Verhalten der Basalte in erster Linie bestimmende Gemengtheil derselben ist — herrühren dürfte. Auffallend ist das sehr verschiedene Verhalten der drei untersuchten Basalte hinsichtlich des remanenten Magnetismus: während derselbe beim Basalt von Tetschen erst bei den grössten erreichten Feldstärken von über 400 anfängt langsamer zu wachsen, hat er beim Löbauer Basalt, obwohl zuerst weit schneller wachsend, schon bei der Feldstärke 200 fast seine Sättigung erreicht. Vielleicht ist dieser Unterschied durch die verschiedene Korngrösse des Magnetit bedingt, welcher im Löbauer Basalt in erheblich grösseren Individuen enthalten ist, als in Nr. I und III. Bei den letztgenannten zwei Basaltarten dagegen verhalten sich die Magnetisirungsfunctionen für mittlere Kräfte ungefähr wie deren Gehalt an Magnetit (vgl. p. 195 Anmerk.).

Dass die Magnetisirbarkeit übrigens viel geringer ist, als sie nach dem Magnetitgehalt, wenn man sie mit der des compacten Magnetit vergleicht, sein müsste, kann nicht Wunder nehmen nach den Erfahrungen, die in dieser Hinsicht über fein zertheilte magnetische Metalle vorliegen.[3])

1) Vgl. G. Wiedemann, Die Lehre von der Electricität. 2. Aufl. 3. p. 472.

2) Abt, Wied. Ann. 45. p. 80. 1892 und 52. p. 749. 1894.

3) Vgl. G. Wiedemann, Lehre von der Electricität 3. p. 600—602; auch Plücker, Ges. physik. Abhandl. p. 77—79.

Die absoluten Werthe von $m/\mathfrak{H}$ liegen zwischen den Grenzen 0,00607 und 0,00717 bei Nr. I, 0,0081 und 0,0092 bei Nr. II, 0,00856 und 0,01084 bei Nr. III. Sie sind demnach stets so klein, dass die Selbstinduction der Stäbe vernachlässigt, und $m/\mathfrak{H}$ der Susceptibilität $\varkappa$ gleichgesetzt werden kann, welche eigentlich gegeben wäre durch

$$\frac{m/\mathfrak{H}}{1 - N.m/\mathfrak{H}},$$

wo N den Entmagnetisirungsfactor (hier schätzungsweise 0,36 bis 0,55) bedeutet. Die Grenzen der „differentiellen" Susceptibilität $\partial m/\partial \mathfrak{H}$, welche im ganzen ähnlichen Verlauf zeigt wie $m/\mathfrak{H}$, sind bei I 0,008 und 0,0055, bei II 0,009 und 0,006, bei III 0,0094 und 0,0128. Die Werthe der Permeabilität für die geringsten Feldstärken sind: 1,079 bei I, 1,095 bei II, 1,108 bei III.

Diese geringen Werthe der Magnetisirungsfunctionen führen, soweit es erlaubt ist, die an den untersuchten Gesteinen erhaltenen Resultate qualitativ auf andere von ähnlicher Zusammensetzung zu übertragen, zu dem Schluss, dass der gegenwärtig durch den Erdmagnetismus in basaltischen Gesteinen (und um so mehr in anderen von geringerem Magnetitgehalt) inducirte Magnetismus zu schwach ist, um erhebliche, ohne feinere Hülfsmittel nachweisbare Störungen des erdmagnetischen Feldes hervorzubringen. In der That hat Hr. Folgheraiter[1]) gezeigt, dass bei den vulkanischen Gesteinen (basaltischer Lava etc.) der römischen Campagna, welche in ihrer ganzen Masse ziemlich gleichförmig im Sinne des Erdmagnetismus magnetisirt sind, die Magnetisirung bis auf einen verschwindend kleinen Bruchtheil eine *permanente* ist, also, wenn überhaupt durch den Erdmagnetismus, unter Umständen erzeugt sein muss, welche dessen Wirkung bedeutend verstärkten. Solche Umstände erblickt der Genannte[2]) theils in der langen Dauer der Einwirkung des Erdmagnetismus, theils auf Grund von Versuchen, welche eine Erweiterung derjenigen von Melloni bilden, in der stärkeren Magnetisirbarkeit jener Gesteine während ihrer langsamen Erkaltung. Aehnliches dürfte von dem an

1) Folgheraiter, Rend. Accad. d. Lincei (5) **3.** [2] p. 165. 1894.
2) Folgheraiter, Rend. Accad. d. Lincei (5) **4.** [1] p. 203. 1895.

anderen Orten beobachteten „Gebirgsmagnetismus", d. h. dem schwachen, im Sinne der erdmagnetischen Induction orientirten Magnetismus ausgedehnter Gesteinsmassen[1]) gelten. Dagegen erfordert der oft ungemein starke und unregelmässig vertheilte Gesteinsmagnetismus, welcher fast ausschliesslich an exponirten Felsen oder Blöcken auftritt (— „punti distinti" —), zu seiner Erklärung nothwendig die Annahme ganz anderer magnetisirender Ursachen, und es weist alles darauf hin, dass diese in den Entladungen der *atmosphärischen Electricität* zu suchen sind.[2]) Da es nach der ganzen Art des Vorkommens zweifellos ist, dass die punti distinti erst nach der Bildung der Felsen in ihrer gegenwärtigen Beschaffenheit entstanden sind, so wird es gestattet sein, aus der Intensität der natürlichen permanenten Magnetisirung auf die Intensität der wirksam gewesenen magnetisirenden Kraft zu schliessen, oder doch auf einen unteren Grenzwerth derselben, sofern seit der Entstehung des permanenten Magnetismus eine Abnahme desselben stattgefunden haben kann. Zur Zeit konnte ich das natürliche permanente Moment nur an einem von den anstehenden Felsen am Gipfel des Winterberges in der Sächsischen Schweiz entnommenen Basaltstück bestimmen; dasselbe ergab sich an einem möglichst in der Richtung der localen magnetischen Axe geschnittenen kleinen parallelepipedischen Stabe zu 0,464 pro ccm, bei einem anderen, unregelmässiger begrenzten zu 0,41.

Nachdem der erstere Stab in einer Spule durch abwechselnde Ströme von abnehmender Stärke entmagnetisirt worden war, konnte ihm der ursprüngliche permanente Magnetismus durch Einwirkung einer Feldstärke $\mathfrak{H}$ = ca. 290 C.G.S.-Einheiten künstlich wieder ertheilt werden.[3]) Ein geradliniger Strom, welcher diese Feldstärke in der Entfernung von r cm erzeugt, hat die Intensität $5r \cdot 290$ Amp. Gesetzt nun, der

---

1) Vgl. z. B. O. E. Meyer, Jahresber. Schles. Ges. f. vaterl. Cultur. 24. Oct. 1888.

2) A. Sella, Rend. Accad. d. Lincei (4) 7. p. 104. 1891; F. Pockels, N. Jahrb. für Mineral. 1. p. 66. 1897; Folgheraiter, Frammenti conc. la geofisica dei pressi di Roma. Nr. 5. Rom 1897.

3) Die das remanente magnetische Moment als Function der Feldstärke darstellende Curve verläuft für diesen Basalt zwischen denjenigen für die Basaltarten I und III.

Stein sei durch einen unmittelbar längs seiner Oberfläche, das ist in mindestens 2 cm Entfernung von dem untersuchten Theile, verlaufenen Blitzstrahl magnetisirt worden, so hat die Stromstärke des letzteren mindestens 2900 Amp. erreichen müssen. Wegen der ziemlich homogenen Magnetisirung des Steines ist es aber wahrscheinlich, dass die Entfernung des Blitzstrahles und somit auch seine Intensität viel grösser war. Es erscheint nicht aussichtslos, auf diesem Wege zu einer Abschätzung der bei Blitzentladungen auftretenden Stromintensitäts-Maxima zu gelangen[1]); doch müsste zuvor der Einfluss der Zeitdauer auf die remanente Magnetisirung durch sehr kurz dauernde Ströme festgestellt werden. Die Resultate einer auf diese Frage bezüglichen Untersuchung denke ich demnächst mittheilen zu können.

1) *Anmerkung während des Druckes.* Inzwischen hatte ich Gelegenheit, drei Basaltstücke zu untersuchen, welche am Fusse von Bäumen, die Spuren von Blitzschlägen aufwiesen, gesammelt waren, und bei denen daher eine rohe Schätzung des Abstandes von der Blitzbahn möglich war. Aus den magnetischen Momenten dieser Stücke ergaben sich in der oben angedeuteten Weise für die Intensitäten der betreffenden Blitze die unteren Grenzwerthe 6400, 6600 und 10 800 Amp., welche aber aus verschiedenen Gründen, insbesondere wegen der nicht berücksichtigten Ausbreitung der Blitze im Erdboden, noch erheblich zu niedrig sein dürften.

29. *Bestimmung der Ausdehnung des Wassers zwischen 0 und 40°; von P. Chappuis.*

Die Methode, nach welcher die folgenden Messungen ausgeführt wurden, ist die des Dilatometers. Als Gefäss diente ein 110 cm langes cylindrisches Rohr aus Platiniridium von circa 38 mm Durchmesser, das an einem Ende rund geschlossen, am anderen an ein Capillarrohr aus Platin gelöthet war.

Der Inhalt wurde zuerst durch Wägungen des mit Wasser gefüllten Gefässes bestimmt. Drei unabhängige Bestimmungen ergaben:

1	1^l	038^{ml}	738^λ
2	1	038	735
3	1	038	729
Mittel	1	038	734

Ausdehnung des Platiniridiums. Obgleich die Ausdehnungscoefficienten dieser Legirung auf verschiedenen Proben vielfach bestimmt worden sind, und die Resultate nur geringe Abweichungen zeigen, so musste doch für die hier erforderliche Genauigkeit die lineare Ausdehnung des Platiniridiumgefässes eigens bestimmt werden. Zu diesem Zwecke waren an beiden Enden des Rohres zwei kleine warzenförmige Verdickungen der Wandung angebracht worden, die flach geschliffen wurden. Auf diese spiegelglatt polirten Flächen wurden in 1 m Abstand feine Striche mit einem Diamanten gezogen. Das Gefäss wurde dann im Wassertrog des Comparators neben dem aus gleichem Metall bestehenden Meter Nr. 13 des internationalen Bureaus gelegt und die Differenz zwischen beiden bei zwölf verschiedenen Temperaturen bestimmt.

Die Messungen ergaben folgende Resultate:

Temperatur in der Normalscala	Längendifferenz in Mikron Beobachtet	Berechnet	Uebrigbleibende Fehler
0,194	+1,15 μ	+0,36 μ	+0,79
0,211	+0,23	+0,37	—0,14
4,318	+0,73	+0,47	+0,26
9,380	+0,00	+0,59	—0,59
10,046	+0,33	+0,61	—0,28
15,276	+0,23	+0,74	—0,51
19,779	+0,43	+0,85	—0,42
20,269	+1,06	+0,86	+0,20
25,629	+1,22	+0,99	+0,23
30,099	+1,74	+1,10	+0,64
32,950	+1,36	+1,18	+0,18
36,028	+0,95	+1,25	—0,30

Aus diesen Beobachtungen erhält man, nach der Methode der kleinsten Quadrate, folgenden Werth für den relativen Ausdehnungscoefficienten:

$$10^{-9} . 2{,}476.$$

Der Ausdehnungscoefficient des Maassstabes 13 ist früher von Dr. R. Benoît durch umfangreiche Messungen bestimmt worden.[1]) Er fand für denselben

$$10^{-9}(8605{,}5 + 1{,}792\, t).$$

Hieraus folgt der lineare Ausdehnungscoefficient des Platiniridiumgefässes

$$10^{-9}(8608{,}0 + 1{,}792\, t)$$

und der cubische

$$10^{-9}(2584 + 5{,}598\, t).^{2})$$

Beschreibung der Methode.

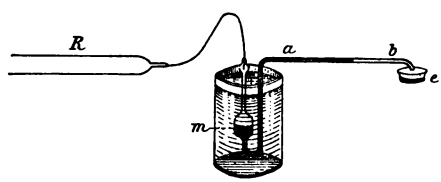
Das Dilatometer steht mittels eines circa 60 cm langen Capillarrohrs aus Platin mit dem Hülfsapparat (vgl. Figur) in

1) R. Benoit, Travaux et Memoires du Bureau international des F. et M. 2. C. p. 139.

2) Es ist zu beachten, dass ein Fehler von 1 Millionstel in der Länge, oder hier von 1 Mikron, in der Bestimmung des Inhaltes einen Fehler von 3 Millionstel oder 3 Mikroliter zur Folge hat. Wollte man im gegenwärtigen Fall überall die sechste Decimale der Dichte sicher erhalten, so sollte bei jeder Temperatur die Länge des Gefässes bis auf wenigstens 0,2 μ bekannt sein.

Verbindung. Dieser besteht aus einem verticalen U-förmigen Glasrohr, das einerseits direct um das Platinrohr geschmolzen worden ist, unten eine kugelförmige Erweiterung von circa 30 ccm Inhalt trägt und andererseits in ein horizontal getheiltes Glasrohr ab von bekanntem Inhalt und Caliber ausläuft.

Ist das Dilatometer R und der obere Theil des damit verbundenen Hülfsgefässes bis zur Höhe m mit luftfreiem Wasser und der übrige Theil mit Quecksilber gefüllt worden, so wird, wie leicht ersichtlich, jedes Volum Wasser, welches infolge der Ausdehnung vom Dilatometer in das Hülfsgefäss einfliesst, ein gleiches Volum Quecksilber durch das Capillarrohr verdrängen. Das verdrängte Quecksilber kann in einem untergesetzten Näpfchen e aufgefangen und gewogen werden.



Da das Dilatometer mit der grossen Wassermasse den Temperaturschwankungen äusserst langsam folgte und sich deshalb seine Temperatur im Augenblick der Abtrennung des zu wägenden Quecksilbers nicht mit Sicherheit bestimmen liess, so verfuhr ich in folgender Weise. Ich liess die Temperatur des Bades, in welchem sich das Dilatometer befand, etwas höher steigen als die gewählte Temperatur der Messung. Die Abtrennung wurde dann bei langsam sinkender Temperatur vorgenommen, sodass der Meniscus des Quecksilberfadens sich in dem getheilten Raum ab des Capillarrohrs bewegte. Es liessen sich nun die mittlere Fadenlänge und die entsprechende Temperatur durch längere Beobachtungsreihen bestimmen, indem letztere constant gehalten oder ein wenig hin und her variirt wurde, um die Trägheitsfehler des Dilatometers auszugleichen.

Bei diesen Messungen ruhte das Platiniridiumgefäss stets auf zwei festen Lagen in der Mitte eines geräumigen doppelten Kupfertroges, der mit Wasser gefüllt und mit einer Glasplatte bedeckt war.

Zur Messung der Temperatur dienten vier mit dem Wasserstoffthermometer direct verglichene Normalthermometer aus hartem Glas, welche um das Dilatometergefäss symmetrisch geordnet waren.

Die nöthige Gleichförmigkeit der Temperatur wurde durch kräftiges Umrühren des Wasserbades mittels zwei Schrauben erreicht. Da die Ablesung der Thermometer durch die nur auf der Unterseite bespülte Glasplatte stattfand, so war dabei die Bewegung des Wassers nicht störend und das Umrühren konnte während der ganzen Beobachtungsreihe fortgesetzt werden.

Um die Temperatur des Hülfsgefässes mit Sicherheit reguliren und bestimmen zu können, war dasselbe von einem besonderen Wasserbad umgeben, in welches ein Thermometer tauchte.

Messungen. Nach der beschriebenen Methode wurde die Ausdehnung des Wassers zwischen 0 und 40° durch 39 Versuchsreihen bestimmt. Jede einzelne Beobachtungsreihe bestand aus 10 Ablesungen der vier Normalthermometer, des Meniscus im Capillarrohr und der Temperatur des Hülfsgefässes, welche in Intervallen von drei Minuten aufeinander folgten.

Der Barometerstand und die Niveaudifferenz der Quecksilberkuppen in den beiden Schenkeln des Hülfsapparates wurden bei jeder Beobachtungsreihe gemessen.

Resultate. In der folgenden Tabelle habe ich die Ergebnisse der Beobachtungen nach wachsenden Temperaturen geordnet. Die erste Columne giebt die Ordnungszahl nach der Zeit an, die zweite die Temperaturen T in der normalen Wasserstoffscale, in der dritten sind die auf 760 mm Druck[1]) reducirten beobachteten Volumina eines Liter Wasser eingetragen; unter $o - c$ stehen endlich die nach der definitiven Ausgleichung der Resultate übrig bleibenden Fehler.

---

1) Hierbei wurde die Aenderung der Compressibilität des Wassers mit der Temperatur nach den Angaben von Amagat berücksichtigt. Es sei noch bemerkt, dass das Capillarrohr, in welchem sich das Quecksilber hin- und herbewegt, einen inneren Querschnitt von 1 qmm hatte. Bei Anwendung eines kleineren Querschnittes werden die Krümmungsänderungen der Menisken sehr störend, indem sie Druckänderungen verursachen. Um diese bei den vorliegenden Messungen möglichst zu reduciren, wurde vor jeder Ablesung etwas trockene Luft in die Capillare eingepumpt und wieder herausgelassen. Dadurch entstand ein neuer Meniscus, dessen Krümmung noch durch kleine Erschütterungen vermindert wurde.

Nr. der Beobachtung	Temperatur Normalscala	Beobachtete Volumina $l\ ml\ \lambda$ 1 000 000	$o-c$
1	0,000	+ 133,22 λ	+1,03
2	0,000	+ 132,84	+0,65
38	0,000	+ 130,72	—1,47
39	0,000	+ 130,72	—1,47
31	0,255	+ 113,01	—1,91
15	0,288	+ 112,72	—0,07
3	0,523	+ 100,49	+2,10
14	1,063	+ 69,69	+0,27
13	1,866	+ 35,62	—0,31
4	2,385	+ 20,79	+0,60
16	2,846	+ 9,34	—0,61
17	3,527	+ 1,25	0,00
5	3,983	+ 0,00	+0,60
18	4,437	+ 1,16	—0,09
12	5,088	+ 9,63	+0,34
19	5,391	+ 15,50	+0,21
6	5,963	+ 30,03	—0,33
11	6,994	+ 70,46	+0,51
32	7,742	+ 107,71	—0,78
7	7,812	+ 112,91	+0,42
33	8,403	+ 148,82	—0,33
10	8,848	+ 179,91	+0,01
8	9,881	+ 261,54	—0,58
22	10,796	+ 346,83	—0,09
9	10,906	+ 358,37	+0,52
21	12,391	+ 520,86	+0,26
20	13,314	+ 635,50	—0,02
25	14,681	+ 824,27	—0,25
36	17,017	+1 199,77	+0,10
23	20,424	+1 859,44	+0,66
29	22,477	+2 314,36	—1,39
24	25,350	+3 025,81	—0,70
30	28,067	+3 770,27	—1,28
26	30,527	+4 503,19	—1,28
37	32,277	+5 059,28	+0,82
27	35,171	+6 034,29	+1,93
35	36,972	+6 674,41	+0,40
34	37,098	+6 719 36	—0,55
28	40,929	+8,177,21	—0,47

Die Ausdehnung des Wassers konnte durch den Ausdruck:

$$a + bt + ct^2 + dt^3 + et^4$$

in befriedigender Weise nur zwischen 17 und 40° dargestellt werden. Die Constanten des obigen Ausdrucks, welche nach der Methode der kleinsten Quadrate aus den Beobachtungen sich ergeben, sind:

$$a = +\ 130{,}190\ 28 \qquad d = -\ 7{,}335\ 773\ 6 \times 10^{-2}$$
$$b = -\ 65{,}768\ 924 \qquad e = +\ 4{,}379\ 490\ 9 \times 10^{-4}.$$
$$c = +\ 8{,}679\ 663\ 0$$

Für die Darstellung der Beobachtungen zwischen 0 und 17° wurden die Abweichungen von dem berechneten Ausdruck auf Millimeterpapier aufgetragen und die Correctionen durch graphische Interpolation bestimmt.

Die Resultate dieser Messungen habe ich in folgender Tabelle zusammengefasst. Daneben stehen die Ergebnisse meiner früheren Bestimmung[1]), die nach derselben Methode, aber mit einem Glasgefäss erhalten wurden und vollständig unabhängig von den letzteren sind.

Temperatur in der Normalscala	Dichte des Wassers Bestimmung 1897	1892	Temperatur in der Normalscala	Dichte des Wassers Bestimmung 1897	1892
0	0,999 867 4	0,999 868 1	15	0,999 128 5	0,999 128 9
1	0,999 927 2	0,999 927 6	16	0,998 972 4	0,998 972 2
2	0,999 968 2	0,999 968 8	17	0,998 804 3	0,998 803 9
3	0,999 992 3	0,999 992 6	18	0,998 624 8	0,998 624 5
4	1,000 000 0	1,000 000 0	19	0,998 434 3	0,998 434 0
5	0,999 991 8	0,999 991 6	20	0,998 232 8	0,998 232 7
6	0,999 968 1	0,999 967 8	21	0,998 020 9	0,998 021 1
7	0,999 929 4	0,999 929 3	22	0,997 798 8	0,997 799 1
8	0,999 876 0	0,999 876 2	23	0,997 566 5	0,997 567 2
9	0,999 808 5	0,999 809 3	24	0,997 324 4	0,997 325 5
10	0,999 727 2	0,999 728 5	25	0,997 072 6	0,997 074 1
11	0,999 632 4	0,999 634 2	26	0,996 811 4	0,996 813 2
12	0,999 524 7	0,999 526 8	27	0,996 540 9	0,996 543 1
13	0,999 404 7	0,999 406 4	28	0,996 261 3	0,996 263 9
14	0,999 272 5	0,999 273 6	29	0,995 972 8	0,995 975 7

1) Procès Verbaux des Séances de 1892 du Comité international des poids et mesures p. 139 ff.

Temperatur in der Normalscala	Dichte des Wassers Bestimmung 1897	1892	Temperatur in der Normalscala	Dichte des Wassers Bestimmung 1897	1892
30	0,995 675 5	0,995 678 7	36	0,993 715 0	0,993 717 2
31	0,995 369 5	0,995 373 0	37	0,993 359 8	0,993 361 3
32	0,995 055 2	0,995 058 6	38	0,992 996 7	0,992 997 2
33	0,994 732 4	0,994 735 9	39	0,992 625 8	0,992 624 8
34	0,994 401 4	0,994 404 6	40	0,992 247 1	0,992 244 3
35	0,994 062 3	099,4 065 1			

Zwischen diesen Bestimmungen, denjenigen von den Herren Thiesen, Scheel und Diesselhorst nach der absoluten Methode[1]) und den von Marek[2]) durch hydrostatische Wägungen gefundenen Resultaten bestehen noch Abweichungen von einigen Einheiten der sechsten Decimale.

Sèvres, August 1897.

1) Thiesen, Scheel u. Diesselhorst, Wied. Ann. **60.** p. 340. 1897.
2) Marek, Wied. Ann. **44.** p. 172. 1891.

30. *Ueber den Einfluss des Magnetismus auf die Stärke der electrischen Entladung in luftverdünnten Räumen; von A. Paalzow und F. Neesen.*

In einer früheren Arbeit[1]) haben wir über die Ergebnisse einer Untersuchung in betreff des Einflusses äusserer Kräfte auf die electrischen Entladungen in luftverdünnten Räumen berichtet; in der vorliegenden schildern wir den Einfluss des Magnetismus auf dieselben.

Es gereicht uns zur besonderen Freude, dass wir mit diesem Aufsatze als Zeichen unserer Verehrung für einen der ältesten und bewährtesten Bearbeiter des verwickelten Gebietes der Gasentladungen einen Beitrag zu dem vorliegenden Jubelhefte bringen können.

Soviel sich in der Litteratur über den Einfluss des Magnetismus auf die Art der Lichterscheinung bei Gasentladungen vorfindet, so wenig oder besser gesagt gar nichts haben wir über die Frage nach der Abhängigkeit der Stärke der Entladung von dem vorhandenen magnetischen Felde gefunden.

Auch für diese Untersuchung erwies sich die Benutzung der in der früheren Arbeit erwähnten constanten Batterie von besonderem Vortheil. Die Störungen, welche der Einfluss der vorhergegangenen Entladungen auf die in merkbaren Zeiträumen ihnen folgenden Entladungen mit sich bringt, fallen weg; man hat mit einer constanten Wirkung zu thun. Dann lässt sich ohne die durch Selbstinduction bewirkten Fehler ein gewöhnliches Galvanometer benutzen. Wir haben unsere Ergebnisse auch an Versuchen mit dem Inductionsapparat controllirt; jene fanden sich hierbei wieder nur mit einer Ausnahme. Während nämlich eine Entladung der constanten Batterie unter Umständen durch den Magneten verhindert werden kann, zeigt sich das bei den Inductionsentladungen niemals.

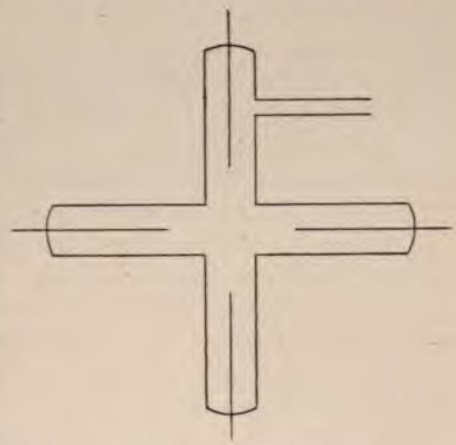
1) A. Paalzow u. F. Neesen, Wied. Ann. **56.** p. 276 u. 700. 1895.

Nach den Erfahrungen, welche beim Auflegen der Entladungsröhre auf flache Polschuhe gemacht wurden, erschien es zur Vereinfachung der Verhältnisse wichtig, die Entladungsröhre symmetrisch zu den Kraftlinien anzuordnen, sodass sie von allen Seiten gleichmässig angegriffen wird. Hierzu bedienten wir uns entweder einer starken Magnetisirungsspirale oder mit Durchbohrungen versehener Polschuhe, in welche die Röhre eingeschoben wurde. Die Theile der letzteren, welche innerhalb des Eisenkörpers liegen, erfahren gar keine Einwirkung, nur in dem Zwischenraum zwischen den beiden Polschuhen ist ein die Röhre von allen Seiten gleichmässig angreifendes Feld vorhanden. In Bezug auf die Vertheilung der Intensität der Wirkung besteht zwischen Spirale und Hohlanker ein wesentlicher Unterschied, insofern als bei ersterer die Wirkung nach der Axe der symmetrisch gelegten Röhre, bei letzterem nach der Wandung dieser Röhre zunimmt, wie dies auch durch Eisenfeilspähne sichtbar gemacht werden kann, die in gewöhnlicher Weise auf Papier aufgestreut werden. In dem Falle, dass die Strecke zwischen den beiden Electrodenenden in dem Raume zwischen den Hohlankern liegt (*symmetrische Lage*), ist die Lichterscheinung in den beiden Fällen dieselbe. Das negative Licht wird nämlich über die Kathode fortgezogen und scharf zugespitzt, sodass sich ein hyperbolischer Kegel bildet. Während dieses bei der Spirale die Grunderscheinung bleibt, welches auch die Lage der symmetrisch gelegten Röhre sein mag, treten bei dem Hohlanker wesentlich andere Erscheinungen auf, sobald andere Theile der Entladungsröhre dem wirksamen magnetischen Felde ausgesetzt sind. Insbesondere bleibt bei Einschiebung der Kathode in den Zwischenraum zwischen den beiden Ankern das Kathodenlicht ungeändert, während das positive als Mantel über das negative gezogen wird.

Der zu den Versuchen benutzte Electromagnet hatte Eisenkerne von 20 cm Länge und 4 cm Durchmesser. Der Querschnitt der durchbohrten Polschuhe war 5 qcm. Bis 22 Amp. konnte der Magnetisirungsstrom gesteigert werden. Länge der Entladungsröhren betrug 11 cm, Durchmesser 1,3 cm, Entfernung der Enden der Aluminiumdrahtelectroden 1,5 cm.

Um die verschiedenen Einwirkungen in *äquatorialer* oder

axialer Lage, das ist in solcher Lage, dass die Verbindungslinie der Electrodenenden entweder senkrecht oder parallel den magnetischen Kraftlinien steht, unter sonst gleichen Umständen zu untersuchen, wurde eine kreuzförmige Röhre von nebenstehender Form benutzt. In jedem Arm befand sich eine Electrode. Mittels Stromwender konnte die Entladung in Richtung entweder der den magnetischen Kraftlinien parallel liegenden Schenkel oder der senkrecht hierzu stehenden gesucht werden.



In unserer früheren Arbeit sind drei Hauptstadien des Stromdurchganges unterschieden: 1) der des Beginnes der Entladung, 2) der des Maximums des Stromes, 3) der des Aufhörens der Entladung bei minimalem Drucke. Diese drei Stadien sollen wieder mit p_0, p_m, p_u bezeichnet werden.

Es sollen zunächst (A) die Ergebnisse über den magnetischen Einfluss auf die Stärke der Entladung, sodann (B) über Nach- und Vorwirkung des Magnetismus angegeben werden.

Was unter axial und äquatorial verstanden werden soll, ist oben gesagt. Symmetrisch heisst die Lage nach p. 210, wenn der Zwischenraum zwischen den Electrodenenden innerhalb des freien Raumes zwischen den Polschuhen liegt, sowohl bei den durchbohrten Polschuhen als bei flachen, auf welche die Röhre aufgelegt wurde. Unsymmetrisch ist die Lage, wenn eine der Electroden in diesem Raume liegt.

A. Stärke der Entladung.

Im grossen und ganzen lassen sich folgende Regeln aufstellen.

1. *Axiale und symmetrische Lage der Entladungsröhre.*

Die Stärke der Entladung wird in der Nähe von p_0 durch den wirkenden Magnetismus geschwächt, um so mehr, je näher der Druck dem Grenzdrucke p_0 ist. In der Nähe von p_m hat der Magnetismus keinen Einfluss. Mit weiter abnehmendem Drucke wird durch den Magnet die Stärke der Entladung vergrössert, um so mehr, je mehr der Druck sich dem Grenzdruck p_u nähert. Die Verstärkung ist so gross, dass beinahe die grösstmöglichste Intensität, wie bei p_m, erreicht wird.

Mit wachsender Intensität des Magnetismus nimmt die Einwirkung auf die Entladung zu, indessen in sehr viel geringerem Grade wie jene.

Diese Einwirkung kann im allgemeinen so aufgefasst werden, dass das Entstehen eines magnetischen Feldes wie eine Luftverdichtung wirkt. Es entspricht diesem Einflusse, dass das Entstehen eines magnetischen Feldes die beiden Druckgrenzen p_0 und p_u erniedrigt, sodass bei p_0 der Durchgang, welcher ohne Magnet erfolgt, durch den Magneten verhindert wird. Eine solche Verhinderung soll mit *Auslöschen* der Entladung bezeichnet werden. Ist andererseits der Druck soweit erniedrigt, dass der Durchgang ohne Magnet nicht mehr erfolgt, so erzwingt der Magnet den Durchgang. Dieses soll *Anzünden* genannt werden.

2. *Axiale und unsymmetrische Lage.*

Liegt nur die Anode im magnetischen Felde, so tritt dasselbe wie bei symmetrischer Lage auf, nur in viel schwächerem Grade.

Wenn die Kathode allein der Wirkung des Magnetismus ausgesetzt ist, ist das Verhalten nur bei schwachem Magnetismus so wie vorher angegeben; bei Vergrösserung der magnetischen Intensität tritt eine neue, der vorher erwähnten gerade entgegengesetzte Wirkung zu Tage, sodass bei p_0 durch den Magneten Verstärkung, bei p_u Schwächung in der Intensität des Stromdurchganges bewirkt wird.

3. *Aequatoriale und symmetrische Lage.*

Durch ganz schwachen Magnetismus wird die Entladung immer stark geschwächt; etwas stärkerer Magnetismus (von 3 Amp. Magnetisirungsstrom an) löscht bei jedem Drucke die Entladung aus.

4. *Aequatoriale und unsymmetrische Lage.*

Auch hier bewirkt der Magnet stets eine Schwächung, welche aber nur bei p_u immer zum Auslöschen führt.

In allen Fällen, wo Auslöschen erzielt wird, erfolgt dieses nicht für einen Augenblick, sondern dauernd.

Es mögen diese Ergebnisse durch Zahlenwerthe und einzelne Begleiterscheinungen erläutert werden. Dabei bedeuten: *a*) den Ausschlag des Galvanometers ohne Magnet, *b*) die Veränderung im Ausschlage durch den Magnet, *i*) die Stärke des Magnetisirungsstromes in Ampère.

1. *Axiale, symmetrische Lage.*

a) Hohlanker.

	a	*b*	*i*
p_0	338	− 6	7
	338	− 6	22
p_m	442	+ 16	7
	442	+ 14	22
p_u	123	+ 216	7
	123	+ 207	22

Die Richtung des magnetischen Feldes ist ohne Einfluss.

Solange der Magnetismus noch eine Schwächung der Entladung bewirkt, wird das Kathodenlicht nach der Spitze der Electrode gedrängt, bildet dort aber stets noch ein rundes Hütchen. Verstärkung durch den Magneten tritt ein, wenn das Kathodenlicht über die Spitze hinausgezogen wird und der im Eingange erwähnte hyperbolische Kegel sich zu bilden beginnt.

Es ist dieser Moment auch dadurch bestimmt, dass hier plötzlich der starke Stromabfall anfängt, der sich äusserlich scharf durch die Bildung einer rosarothen Lichthülle über der Kathode charakterisirt.

Bei Benutzung der Magnetisirungsspirale machte sich die unter 2. angegebene Wirkung auf die Kathode bemerkbar. Die Wirkung des Magnetismus wächst mit der Intensität der letzteren nicht stetig, sondern erreicht bei einer gewissen Stärke des Magneten ein Maximum, von welchem ab sie mit weiter wachsendem Magnetismus wieder abfällt. Der Betrag

dieses Magnetismus mit Maximalwirkung nimmt mit wachsendem Luftdruck ab.

b) Röhre auf Polschuhen mit Rinnen.

Im allgemeinen begegnet man denselben Wirkungen wie vorstehend angegeben. Die zuletzt erwähnte Maximalwirkung des Magneten bei einer gewissen Stärke tritt auch hier auf, begleitet von einer ziemlich ausgeprägten Lichterscheinung. Bei dieser Maximalwirkung ist nämlich zwischen den beiden Enden der Electroden nur eine einzige zusammenhängende, weit ausgebogene Lichtbrücke ausgespannt, während bei niederen und höheren Werthen des Magnetismus eine scharfe, mit röthlichem Lichte ausgefüllte Furche die Brücke in zwei parallele Theile theilt.

2. *Axiale und unsymmetrische Lage.* Kathode im magnetischen Felde.

Das Eintreten einer Maximalwirkung bei einer bestimmten Stärke des magnetischen Feldes und die Umkehr in der Art der Wirkung mit Veränderung der magnetischen Intensität zeigen folgende Zahlen.

	a	b	i	
p_0	333	− 5	7	
	333	+ 4	22	
p_m	458	+ 3	7	
	458	+ 21	22	
p_u	74	+ 150	sehr klein	am Ampèremeter nicht abzulesen.
	74	+ 175	etwas stärker	
	74	150	noch stärker	
	74	+ 10	3,5 Amp.	
	133	− 44	7 „	
	133	− 62	22 „	

Eine Aenderung in der Lichterscheinung begleitet selbstverständlich diese Aenderung in der magnetischen Wirkung. Bei dem stärkeren Magnetismus, der bei p_u schwächend einwirkt, wird die äusserste Schicht des Kathodenlichtes ganz weggeblasen und das übrige Licht eng um die Kathode zusammengedrückt.

Eine zuerst überraschende Erscheinung findet in der Art der magnetischen Einwirkung ihre einfache Erklärung. Aus

der schwächenden Wirkung des stärkeren Magnetismus bei der unteren Grenze sollte man den Schluss ziehen, dass hier schliesslich der Magnet die Entladung auslöscht. Aber im Gegentheil wurde, wenn ohne Magnet die Entladung nicht eintrat, durch einen Magnetisirungsstrom von 7 oder 22 Amp. die Entladung sofort erzwungen; dieselbe dauerte auch nach Unterbrechung des Magnetisirungsstromes weiter und zwar mit einer Verstärkung um 44 bez. 66 Scalentheile. Die Erklärung hierfür ist darin zu suchen, dass der Magnet erst allmählich zu seiner ganzen Stärke erregt wird, sodass zunächst der verstärkende Einfluss des schwachen Magnetismus vorhanden ist und den Durchgang erzwingt, der, wenn er einmal eingetreten ist, dauernd bestehen bleiben kann. Diese Deutung wird durch die Lichterscheinung bestätigt. Beim Schliessen des Stromes huscht die im Vorhergehenden erwähnte äusserste Schicht über die ganze Kathode nach dem hinteren Theil der letzteren und geht dann sofort zurück. Ferner wird wieder in Uebereinstimmung mit dieser Deutung in der Nähe von p_u beim Schliessen des Magnetisirungsstromes in der Stärke von 22 Amp. ein vorhandener Entladungsstrom momentan verstärkt und dann erst dauernd verringert.

Beim Auflegen der Röhre auf die Polschuhe ergab sich Gleiches. Wurde, um die Unsymmetrie zu erhöhen, nur ein Anker benutzt, so liess sich schon bei p_m je nach Lage der Röhre zu dem Anker bald schwächende, bald verstärkende Einwirkung des Magneten erzielen.

3. *Aequatoriale, symmetrische Lage.*

Durch den Magneten wird das negative Licht ausgelöscht und das positive dem Biot-Savart'schen Gesetz gemäss an die Wand gedrückt, sodass die Verlängerung der Strombahn das Auslöschen zur Folge hat. Bei p_m erscheinen unter Wirkung des Magneten Schichten, deren Anzahl mit wachsender Stärke des magnetischen Feldes zunimmt, bis schliesslich die Entladung abreisst.

4. *Aequatoriale, unsymmetrische Lage.* Hohlanker.

Bei p_u bildet sich, wenn die Anode im magnetischen Felde liegt, an der Spitze der Anode eine zur letzteren senkrechte Lichtwand; die Kathodenstrahlen werden dabei in Richtung der Kraftlinien abgelenkt. Liegt dagegen die Kathode im

magnetischen Felde, so bildet sich bei p_m, wo kein Auslöschen erfolgt, eine rosarothe, stark ausgebogene Brücke zwischen den beiden Electrodenenden.

Die geschilderten Einflüsse wurden bei Luft, Sauerstoff und Wasserstoff in wesentlich gleicher Weise gefunden; ein erheblicher Unterschied zwischen dem paramagnetischen Sauerstoff und dem diamagnetischen Wasserstoff zeigte sich nicht. Um einen etwaigen Unterschied aufzufinden, benutzten wir die erwähnte Kreuzröhre in der Ueberlegung, dass wenn die einer Verdichtung entsprechende Einwirkung des Magneten von dem directen Einfluss auf die magnetischen Molecüle herrührte, beim Sauerstoff in dem axialen Rohrtheil stets eine Verdichtung, in dem äquatorischen eine Verdünnung auftreten müsste, beim Wasserstoff umgekehrt. Daher müssten die Aenderungen der Entladungsstärke unter Einwirkung eines magnetischen Feldes bei beiden Gasen entgegengesetzt sein. Es ist das aber nicht der Fall, sodass von einer directen magnetischen Verdichtung oder Verdünnung nicht die Rede sein kann. Auch bei magnetischen Flüssigkeiten hat unter Wirkung von magnetisirenden Kräften ein etwaiger Verdichtungszustand, wie bekannt, nicht nachgewiesen werden können.

B. Nach- und Vorwirkung des Magnetismus.

Auf p. 213 ist schon erwähnt worden, dass das Auslöschen durch den Magnetismus ein dauerndes ist. Es verhütet also der Magnet den weiteren Eintritt einer Entladung. Bei schwachem magnetischen Felde wird die Entladung nicht dauernd ausgelöscht, sondern intermittirend; eine Entladung von sehr kurzer Dauer erfolgt, dann kommt eine längere Pause, dann wieder ein Entladungsstoss etc. Die Pausen sind um so länger, je stärker der einwirkende Magnetismus ist.

Diesem Verhalten entsprechend wirkt der Magnet auch vorbeugend. Wenn bei einem Drucke, unter welchem der Magnet auslöscht, zuerst der letztere erregt und dann die Entladungsröhre mit der Batterie verbunden wird, so kommt die Entladung überhaupt nicht zu Stande, eventuell bei schwachem Magnetismus erst nach längerer Zeit.

Etwaige schwache Entladungen, welche durch den Magneten in ihrer Stärke heruntergedrückt wurden, konnten weder

durch das Galvanometer noch im Dunkeln an einem Lichtschimmer erkannt werden. Nur in einem einzigen anormalen Falle wurde das Eintreten eines momentanen schwachen Lichtschimmers beobachtet, bei welchem das Galvanometer ruhig blieb.

Den Gegensatz zu diesem Verhalten bilden die Fälle, in welchen der einwirkende Magnetismus den Stromdurchgang erleichtert. Hier wird nicht allein der Stromdurchgang bei Drucken, unter welchen derselbe ohne Magnet nicht erfolgen könnte, durch letzteren aufrecht erhalten, sondern es erfolgt der Durchgang gleichfalls, wenn bei diesen Drucken erst der Magnet geschlossen, und dann die Röhre mit der Batterie verbunden wird.

Der in dem erwähnten zeitweisen Aufleuchten der Röhre unter Wirkung von schwachen magnetischen Kräften sich zeigende Einfluss der Zeit macht sich auch in folgender Weise bemerkbar. An der unteren Grenze (p_u) bewirkte der Magnet Auslöschen; bei Erhöhung des Druckes auf solchen Werth, dass hier auch mit Magnet eine Entladung eintritt, erfolgt die letztere nicht sofort, sondern erst nach einiger Zeit.

Es ist noch eine Nachwirkung bemerkenswerth, welche sich nach Unterbrechung des Magnetisirungsstromes zeigt.

Wird durch den Magneten die Entladung ausgelöscht und dann der Magnetisirungsstrom unterbrochen, so erscheint bei geeigneten Drucken die Entladung nicht sofort wieder, sondern erst nach einiger Zeit. Jede Störung von aussen kann aber den Bann, der gewissermaassen auf den Gasmolecülen unter Nachwirkung des Magneten liegt, auslösen. Ist z. B. dieser Zustand vorhanden, so erfolgt die Entladung sofort, wenn die Verbindung der Entladungsröhre mit der Batterie unterbrochen und dann sofort wieder geschlossen wird. Es ist eine grosse Zahl von ähnlichen Erscheinungen beobachtet worden, welche mit der Veränderung der kleinsten Umstände sich ändern, also nichts Constantes bieten. Nur folgendes sei noch erwähnt. Die Anode liegt im magnetischen Felde. Bei der Druckgrenze p_u wurde die Entladung durch den Magneten erzwungen. Ummagnetisirung des Magneten löschte die Entladung aus, wogegen nach einfacher Unterbrechung des Magnetisirungsstromes infolge der Nachwirkung die Entladung noch für

einige Zeit andauerte. Erlosch jetzt die Entladung und wurde nun der Magnet in umgekehrtem Sinne erregt (was wie eben erwähnt vorher Auslöschen zur Folge hatte), so wurde hierdurch die Röhre angezündet, die Entladung dauerte an.

Ebenso wie die Einwirkung des Magnetismus eine Nachwirkung zeigt, ebenso ist es mit dem in unserer früheren Arbeit erwähnten Einfluss der Annäherung einer geriebenen Siegellackstange der Fall. Kommt man bei Drucken, bei welchen nach Anlegung der Röhre an die Batterie ein Durchgang der Electricität direct nicht erfolgt, mit der Siegellackstange an die noch nicht mit der Batterie verbundene Röhre heran, entfernt die Siegellackstange und verbindet dann erst die Röhre mit der Batterie, so tritt die Entladung ein, und zwar können mehrere Secunden zwischen der Entfernung der Siegellackstange und dem Anlegen an die Batterie verstrichen sein. Darnach kann diese Einwirkung der Siegellackstange nicht, wie wir früher annahmen, in einer durch letztere hervorgerufenen Partialentladung begründet sein.

Was nun die Erklärung dieser magnetischen Einflüsse betrifft, so kann zunächst nach unserer Meinung die Ursache der Nach- und Vorwirkung des Magnetismus nicht in unsichtbaren Entladungen gefunden werden, welche durch den Einfluss des Magneten hervorgerufen sind. Weder das Auge noch das empfindlichste Galvanometer zeigen solche Entladungen. Auch findet das dauernde Aufrechthalten der Entladung durch den Magneten hierdurch keine Deutung.

Dagegen giebt die von uns in unserer früheren Arbeit angenommene Hypothese für das Wesen einer Gasentladung folgende Erklärung.

Nach dieser Theorie geht jeder Entladung eine Ladung der einzelnen Molecüle oder Molecülgruppen bis zu einem gewissen Maximum vorher, nach dessen Eintritt plötzlich die Entladung in der ganzen Röhre erfolgt, gerade wie bei einer Blitzröhre die einzelnen Stanniolstückchen erst bis zu einem gewissen Potential geladen werden müssen, ehe der Entladungsfunke erscheint. Ist die eine Entladung erfolgt, so tritt eine neue Vorbereitung der einzelnen Molecüle und eine neue Entladung ein etc. Die Entladung einer constanten Batterie ist darnach in Wirklichkeit wie beim Inductionsapparat eine inter-

mittirende, nur sind die Pausen zwischen den einzelnen Schlägen sehr klein. Ist nun ein magnetisches Feld vorhanden, so muss dieses auch schon auf das vorbereitende Stadium der Molecülladung einwirken, weil ja auch dieses Stadium mit einer Bewegung von Electricität verbunden ist, weil also jetzt Verschiebungsströme vorhanden sind. Denkt man sich z. B. die Röhre äquatorial gelegt, so werden die einzelnen Molecüle während dieses Vorbereitungsstadiums vermöge der Einwirkung der magnetischen Kraftlinien auf die im Molecüle sich bewegende Electricität aus der Lage zwischen den Polen abgedrängt, wodurch eine Verlängerung der Strombahn und damit eine Schwächung des Stromes bewirkt wird. Die Einwirkung kann auch derart sein, dass überhaupt keine Entladung eintritt, weil die abgelenkten Molecüle aus dem unmittelbaren Bereich der Electroden gebracht, wieder unelectrisch werden. In dieser Weise kommt die vorbeugende Wirkung des Magneten zu Stande. Bei einer axialen Lage der Röhre muss im allgemeinen das Umgekehrte eintreten.

Die besondere Wirkung auf die Kathode kann darin ihren Grund haben, dass an der Kathode die electrischen Kraftlinien, also die Polarisirung der Molecüle eine ganz andere ist, als bei der Anode, wie es ja auch die Art der Lichterscheinung anzeigt.

Wir suchen somit den Grund zu den beobachteten Erscheinungen in der electromagnetischen Einwirkung des Magneten auf die Molecüle, welche sich in einem die Entladung vorbereitenden Stadium befinden. Diese Einwirkung bewirkt Verlängerung bez. Verkürzung der Strombahnen, sowohl während des sichtbaren Stromdurchganges, als auch in den Fällen, in welchen die Entladung nicht zu Stande kommen kann, weil die einzelnen Molecüle wegen ihrer Bewegung unter Einfluss des Magneten nicht das zur Entladung nöthige Potentialmaximum erreichen können. In diesen letzten Fällen tritt somit überhaupt keine Entladung der von der Batterie herangeschafften Electricität ein, es ist somit auch nicht von stillen Entladungen die Rede, welche ja immer eine Umsetzung der Energie enthalten würden, die sich in irgend einer Form bemerkbar machen müsste.

31. *Ueber die Vertheilung der freien Electricität im Innern einer Geissler'schen Röhre; von Eduard Riecke.*

Wenn man die Messungen, durch welche Warburg den absoluten Werth des normalen Kathodengefälles festgestellt hat, mit den Beobachtungen Hittorf's über Potentialdifferenzen längs der Axe einer Geissler'schen Röhre verbindet, so kann man den Verlauf des Potentiales in der Axe vollständig bestimmen. Die Ergebnisse der Rechnung sind in der beistehenden Figur graphisch dargestellt. Die horizontale Axe repräsentirt die Länge der Röhre von der Anode an gerechnet in mm; a ist die Stelle der Anode, c die der Kathode. Die Potentialdifferenzen gegen die Anode sind angegeben in Volt. Hittorf hat in einer willkürlichen Einheit die Potentialdifferenzen der Electroden, die Potentialdifferenzen der Stellen b, d, c gegenüber der Anode, endlich die Potentialdifferenz zwischen den Stellen f und g, den Grenzen des dunkeln Zwischenraumes, gemessen. Warburg hat nach absolutem Maasse das Kathodengefälle, die Potentialdifferenz zwischen g und c, bestimmt. Bei normaler Entladung sind die Kurven, abgesehen von der Neigung gegen die Oberfläche der Kathode, unabhängig von der Stromstärke; ihre Aenderung mit abnehmendem Drucke ergiebt sich aus der Figur. Die Röhre war gefüllt mit Stickstoff. Bei einem Drucke von 0,6 mm Quecksilber betrug die Stromstärke 244—1282 Millionstel Amp., bei einem Drucke von 0,2 mm war sie 203—418 Millionstel Amp.[1])

Geht man aus von der Anode, so kann hier der Werth des Potentiales V durch eine quadratische Function der von der Anode an gerechneten Röhrenlänge s dargestellt werden:

$$V = -\alpha_1 s + \alpha_2 s^2; \tag{1}$$

1) Riecke, Lehrbuch der Experimentalphysik, 2. p. 477.

Es wird dann:

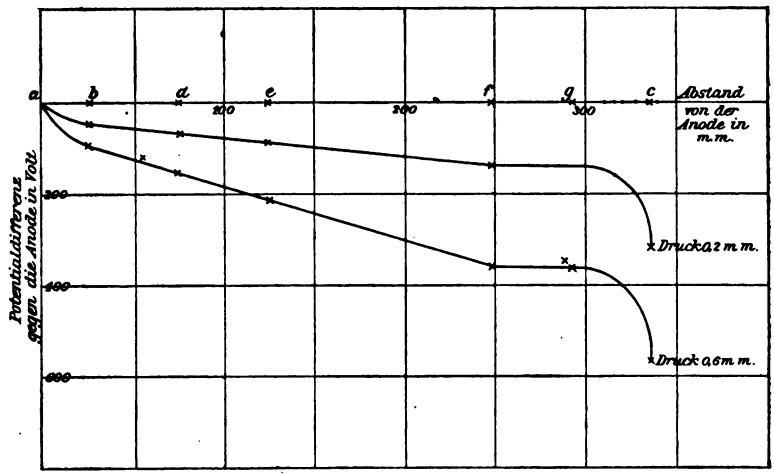
$$\frac{dV}{ds} = -\alpha_1 + 2\alpha_2 s. \tag{1'}$$

Setzt man voraus, dass der Werth von V in den Querschnitten der Röhre überall derselbe ist, so ergiebt sich für die räumliche Dichte in der Nähe der Anode der Werth:

$$\varepsilon_a = -\frac{\alpha_2}{2\pi}. \tag{2}$$

Die Dichtigkeit der an der Oberfläche der Anode befindlichen Electricität wird:

$$\sigma_a = \frac{\alpha_1}{4\pi}. \tag{3}$$



In der Nähe der Kathode benützen wir zur Darstellung des Potentiales die Gleichung:

$$V + bV^2 = -\beta_1 s - \beta_2 s^2. \tag{4}$$

Hier bedeutet aber V die Potentialdifferenz gegenüber der Grenze des dunkeln Zwischenraumes, s den Abstand der betrachteten Stelle von dieser Grenze. Wir erhalten:

$$\frac{dV}{ds} = -\frac{\beta_1 + 2\beta_2 s}{1 + 2bV} \tag{5}$$

und

$$\frac{d^2V}{ds^2} = -\frac{2\beta_2}{1 + 2bV} - \frac{2b}{1 + 2bV}\left(\frac{dV}{ds}\right)^2. \tag{6}$$

Für $s = 0$ ist auch $V = 0$, also

$$\left(\frac{dV}{ds}\right)_0 = -\beta_1. \tag{7}$$

Nehmen wir an, dass das Potential von der Grenze des positiven Lichtes an bis zu der Kathode stetig verlaufe, so ist β_1 gleich dem negativen Werth des Potentialgefälles im dunkeln Zwischenraum. Die Dichtigkeit der an der Oberfläche der Kathode befindlichen Electricität ist:

$$\sigma_k = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{dV}{ds}\right)_k. \tag{8}$$

Die räumliche Dichte der Electricität in der Nähe der Kathode ist gegeben durch:

$$\varepsilon_k = -\frac{1}{4\pi}\frac{d^2V}{ds^2}. \tag{9}$$

Im Innern des positiven Lichtes, in einigem Abstand von der Anode und bis zu der Grenze des dunkeln Zwischenraumes, kann das Potential dargestellt werden durch:

$$V_1 = -\gamma_0 - \gamma_1 s; \tag{10}$$

im dunkeln Zwischenraume selbst durch:

$$V_2 = -\delta_0 - \delta_1 s. \tag{11}$$

Für die Grenze zwischen dem positiven Lichte und dem dunkeln Zwischenraum ergiebt sich hieraus eine Flächenladung von der Dichte:

$$\sigma = \frac{\delta_1 - \gamma_1}{4\pi}. \tag{12}$$

Wenden wir uns zu der numerischen Auswerthung der im Vorhergehenden entwickelten allgemeinen Formeln, und zwar zuerst für die bei einem Druck von 0,2 mm geltenden Verhältnisse.

Der Endpunkt des parabolischen Theiles der Potentialcurve ist gegeben durch $V = -0{,}15$ cm$^{1/2}$ g$^{1/2}$ sec^{-1} und $s = 2{,}6$ cm. Für denselben Punkt ist: $dV/ds = -0{,}0126$. Die Gleichungen 1 und 1′ werden daher:

$$\begin{aligned} -0{,}15 &= -2{,}6 \,.\, \alpha_1 + 2{,}6^2 \,.\, \alpha_2, \\ -0{,}0126 &= - \quad \alpha_1 + 2 \times 2{,}6 \,.\, \alpha_2. \end{aligned}$$

Aus ihnen folgt:

$$\alpha_1 = 0{,}1031, \qquad \alpha_2 = 0{,}0174.$$

Die räumliche Dichte in der Nähe der Electrode wird nach Gleichung (2):

$$\varepsilon_a = -0{,}0028 \text{ cm}^{-3/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1},$$

die Dichte an der Oberfläche der Anode:

$$\sigma_a = 0{,}0082 \text{ cm}^{-1/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1}.$$

Für das positive Licht ist an der Grenze des dunkeln Zwischenraumes $\gamma_1 = 0{,}0126$, im dunkeln Zwischenraum selbst ist $\delta_1 = 0{,}0021$, somit ist die Flächendichte an der Grenze zwischen dem positiven Lichte und dem dunkeln Zwischenraum nach Gleichung (12):

$$\sigma = -0{,}00083 \text{ cm}^{-1/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1}.$$

Das Kathodengefälle hat den Werth $-0{,}667$, während die Länge des negativen Glimmlichtes 4,3 cm beträgt Gleichung (4) wird daher:

$$-0{,}667 + 0{,}667^2 \times b = -4{,}3 \times \beta_1 - 4{,}3^2 \times \beta_2.$$

An der Grenze des Glimmlichtes mit $V = 0$ und $s = 0$ ist nach Gleichung (7):

$$\left(\frac{dV}{ds}\right)_0 = -\beta_1 = -0{,}002.$$

Der Werth des Differentialquotienten an der Oberfläche der Kathode, d. h. für $V = -0{,}667$ und $s = 4{,}3$, hängt ab von der Stromstärke. Die Werthe des Differentialquotienten, welche zu den in Betracht kommenden Stromstärken gehören, sind in der folgenden Tabelle angegeben.[1]

Stromstärke in Millionstel Amp.	$\left(\frac{dV}{ds}\right)_k$
200	$-1{,}127$
690	$-1{,}787$
1510	$-2{,}643$

Für die drei verschiedenen Stromstärken ergeben sich daher die weiteren Gleichungen:

---

1) Riecke. Lehrbuch der Experimentalphysik. 2. p. 478. Ich benutze die Gelegenheit, um einen Druckfehler in der auf der angegebenen Seite mitgetheilten Tabelle zu berichtigen. In der Ueberschrift der dritten Columne sollte stehen, Volt $\times$ cm^{-1} an Stelle von Volt; dagegen in der Ueberschrift der fünften Columne Volt an Stelle von Volt $\times$ cm^{-1}.

$$1{,}127 = \frac{\beta_1 + 2 \times 4.3 \times \beta_2}{1 - 2 \times 0.667 \times b}$$

$$1{,}787 = \frac{\beta_1 + 2 \times 4.3 \times \beta_2}{1 - 2 \times 0.667 \times b}$$

$$2{,}643 = \frac{\beta_1 - 2 \times 4.3 \times \beta_2}{1 - 2 \times 0{,}667 \times b}.$$

Verbindet man diese Gleichungen der Reihe nach mit den beiden vorhergehenden, so erhält man, den drei verschiedenen Stromstärken entsprechend, die folgenden drei Werthsysteme der Constanten:

$$b = 0{,}631; \quad \beta_1 = 0{,}002; \quad \beta_2 = 0{,}023$$
$$b = 0{,}680; \quad \beta_1 = 0{,}002; \quad \beta_2 = 0{,}019$$
$$b = 0{,}705; \quad \beta_1 = 0{,}002; \quad \beta_2 = 0{,}019$$

Für die räumlichen Dichtigkeiten an der Kathode ergeben sich nun die Formeln:

$$\varepsilon_k = \frac{0{,}0037}{1 + 1{,}26\ V} + \frac{0.100\ (0.002 + 0.047 \times s)^2}{(1 + 1.26\ V)^3},$$

$$\varepsilon_k = \frac{0.0030}{1 + 1{,}36\ V} + \frac{0.108\ (0{,}002 + 0.038 \times s)^2}{(1 + 1{,}36\ V)^3},$$

$$\varepsilon_k = \frac{0.0030}{1 + 1.41\ V} + \frac{0.112\ (0.002 + 0.038 \times s)^2}{(1 + 1{,}41\ V)^3},$$

in welchen die Werthe von V und s miteinander durch die Beziehungen verbunden sind:

$$V + 0{,}631\ V^2 = -0{,}002\,s - 0{,}0235\,s^2,$$
$$V + 0{,}680\ V^2 = -0{,}002\,s - 0{,}0190\,s^2.$$
$$V + 0{,}495\ V^2 = -0{,}002\,s - 0{,}0190\,s^2.$$

Bei dem höheren Druck von 0,6 mm bleiben die Verhältnisse an der Kathode unverändert; der Endpunkt des von der Anode ausgehenden parabolischen Theiles der Potentialcurve ist aber jetzt gegeben durch $V = -0{,}30$ und $s = 2{,}6$ cm. Ferner ist in jenem Punkt: $dV/ds = -0{,}0404$. Wir erhalten somit die Gleichungen:

$$-0{,}30 = -2{,}6 \times \alpha_1 + 2.6^2 \times \alpha_2 \text{ und}$$
$$-0{,}0404 = -\alpha_1 + 2 \times 2{,}6 \times \alpha_2.$$

Daraus folgt:

$$\alpha_1 = 0{,}1898 \quad \text{und} \quad \alpha_2 = 0{,}0287.$$

electrostatisch	an der Anode	$s = 0 - 2{,}6$	$s = 24{,}8$	29,4	31,5	32,6	33,7	Kathode
			Druck 0,6 mm					
60×10^4	0,0151	— 0,0046	— 0,0029	0,0037	0,0060	0,0157	1,093	— 0,090
207×10^4	0,0151	— 0,0046	— 0,0029	0,0030	0,0047	0,0089	3,57	— 0,142
456×10^4	0,0151	— 0,0046	— 0,0029	0,0030	0,0045	0,0103	14,11	— 0,210
			Druck 0,2 mm					
60×10^4	0,0082	— 0,0028	— 0,0008	0,0037	0,0060	0,0157	1,093	— 0,090
207×10^4	0,0082	— 0,0028	— 0,0008	0,0030	0,0047	0,0089	3,57	— 0,142
456×10^4	0,0082	— 0,0028	— 0,0008	0,0030	0,0045	0,0103	14,11	— 0,210

Tabelle II.

Electrische Kraft.

Stromstärke electrostatisch	Anode 0	$s =$ 1,3	2,6 — 24,8	24,8 — 29,4	31,5	32,6	Kathode 33,7
			Druck 0,6 mm				
60×10^4	0,190	0,152	0,0404	0,0038	0,125	0,248	1,127
207×10^4	0,190	0,152	0,0404	0,0038	0,098	0,178	1,787
456×10^4	0,190	0,152	0,0404	0,0038	0,097	0,188	2,643
			Druck 0,2 mm				
60×10^4	0,103	0,080	0,0126	0,0021	0,122	0,245	1,127
207×10^4	0,103	0,080	0,0126	0,0021	0,096	0,175	1,787
456×10^4	0,103	0,080	0,0126	0,0021	0,094	0,186	2,643

Die räumliche Dichte in der Nähe der Anode wird darnach:

$$\varepsilon_a = -0{,}0046 \text{ cm}^{-3/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1},$$

die Dichte an der Oberfläche der Anode:

$$\sigma_a = 0{,}0151 \text{ cm}^{-1/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1}.$$

Für das positive Licht ist an der Grenze des dunkeln Zwischenraumes $\gamma_1 = 0{,}0404$, im dunkeln Zwischenraum selbst ist $\delta_1 = 0{,}0038$; somit ist die Flächendichte an der Grenze des positiven Lichtes:

$$\sigma = -0{,}0029 \text{ cm}^{-1/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1}.$$

Mit Hülfe der im vorhergehenden erhaltenen Werthe ergeben sich die in den folgenden Tabellen enthaltenen Zusammenstellungen. Die erste Tabelle bezieht sich auf die Vertheilung der electrischen Dichtigkeit, die zweite auf die Vertheilung der electrischen Kraft in der Längsrichtung der Röhre. Die Zahlen beziehen sich auf absolutes Maass und cm, g, sec als Maasseinheiten.

An die zweite Tabelle schliessen wir noch eine dritte an, in welcher die Verhältnisse von Kraft und Stromdichte, die Widerstände eines Cubikcentimeters in electrostatischem Maasse angegeben sind. Um diese specifischen Widerstände in Ohm zu erhalten, müssen die Zahlen der Tabelle mit 9×10^{11} multiplicirt werden. Die Tabelle bezieht sich auf den Theil des positiven Lichtes, in welchem die electrische Kraft konstant ist, auf den dunkeln Zwischenraum und den Raum an der Oberfläche der Kathode.

Tabelle III.

Verhältniss von electrischer Kraft und von Stromdichte.

Stromdichte electrostatisch	$s =$		Kathode 33,7
	2,6 — 24,8	24,8 — 29,4	
	Druck = 0,6		
$2{,}52 \times 10^4$	$1{,}60 \times 10^{-6}$	$1{,}51 \times 10^{-7}$	$0{,}45 \times 10^{-4}$
$8{,}75 \times 10^4$	$0{,}46 \times 10^{-6}$	$0{,}43 \times 10^{-7}$	$0{,}20 \times 10^{-4}$
$19{,}25 \times 10^4$	$0{,}21 \times 10^{-6}$	$0{,}19 \times 10^{-7}$	$0{,}14 \times 10^{-4}$
	Druck = 0,2 mm		
$2{,}52 \times 10^4$	$0{,}50 \times 10^{-6}$	$0{,}83 \times 10^{-7}$	$0{,}45 \times 10^{-4}$
$8{,}75 \times 10^4$	$0{,}144 \times 10^{-6}$	$0{,}24 \times 10^{-7}$	$0{,}20 \times 10^{-4}$
$19{,}25 \times 10^4$	$0{,}065 \times 10^{-6}$	$0{,}11 \times 10^{-7}$	$0{,}14 \times 10^{-4}$

Die dritte Tabelle zeigt, dass der specifische Widerstand mit wachsender Stromstärke abnimmt, und dass er in den verschiedenen Theilen der Röhre von sehr verschiedener Grösse ist. Wir machen nun die Annahme, dass die Leitung des Gases darauf beruhe, dass den unelectrischen Molecülen des Gases positive und negative, einwerthige Ionen in verhältnissmässig kleiner Zahl beigemischt sind. Wir können dann auf die convective Strömung der Electricität in dem Gase die Betrachtungen übertragen, welche ich zur Begründung einer molecularen Theorie der Electrolyse benutzt habe.[1]) Wir betrachten zuerst die Bewegung der positiven Ionen. Bezeichnen wir durch ε die electrische Ladung, durch μ_p die Masse eines einzelnen Ions, durch $\mathfrak{F}$ die electrische Kraft und durch τ_p die Zeit, welche zwischen zwei aufeinanderfolgenden Zusammenstössen eines positiven Ions mit einem Gasmolecül vergeht, so ist die mittlere Geschwindigkeit, welche einem Ion durch die electrische Kraft ertheilt wird, gegeben durch:

$$\overline{\zeta_p'} = \frac{\varepsilon}{2\mu_p} \mathfrak{F} \tau_p .$$

Hier können wir an Stelle von ε auch die electrische Ladung η eines Grammions, an Stelle von μ_p das Grammmoleculargewicht γ_p setzen und erhalten

$$\overline{\zeta_p'} = \frac{\eta}{2\gamma_p} \cdot \mathfrak{F} \cdot \tau_p .$$

Die Zeit τ_0, welche bei normalem Druck zwischen zwei Zusammenstössen vergeht, beträgt bei Sauerstoff, Stickstoff und Wasserstoff bez. $2{,}03 \times 10^{-10}$, $1{,}81 \times 10^{-10}$, $0{,}93 \times 10^{-10}$ Secunden. Wir setzen dementsprechend für unsere Ionen:

$$\tau_0 = n_p \times 10^{-10} .$$

Bei dem Druck p ergiebt sich dann für die mittlere Geschwindigkeit der Ionen im Sinne der elektrischen Kraft:

$$\overline{\zeta_p'} = 380 \times n_p \times 10^{-10} \times \eta \frac{\mathfrak{F}}{p\gamma_p} .$$

Bezeichnen wir durch N_p die Anzahl der positiven Grammionen, die in einem Cubikcentimeter enthalten sind, so ist die Menge der positiven Electricität, welche von ihnen in einer

1) Zeitschr. f. phys. Chem. 6. p. 564.

Secunde durch die Fläche von 1 qcm hindurchgeführt wird, gegeben durch:

$$u_p = 380 \times n_p \times 10^{-10} \times \eta^2 N_p \frac{\mathfrak{F}}{p\,\gamma_p}.$$

Nun ist die Zahl der in 1 Grammion enthaltenen Einzelionen gleich $1{,}29 \times 10^{24}$; verstehen wir also unter N_p die Zahl der in 1 ccm enthaltenen positiven Einzelionen, so ist $N_p = 1{,}29 \times 10^{24} \times N_p$; ferner ist $\eta = 2{,}88 \times 10^{14}$.

Wir erhalten daher:

$$u_p = \frac{1}{409} \cdot \frac{\mathfrak{F}}{p} \times N_p \cdot \frac{n_p}{\gamma_p}.$$

Ebenso ergiebt sich für die Menge der negativen Electricität, welche entgegen der Richtung der electrischen Kraft in einer Secunde durch die Fläche von 1 qcm geführt wird:

$$u_n = \frac{1}{409} \cdot \frac{\mathfrak{F}}{p} \cdot N_n \cdot \frac{n_n}{\gamma_n};$$

die Bedeutung der neu eingeführten Zeichen ergiebt sich leicht aus der Analogie mit den bei den positiven Ionen benutzten. Bezeichnen wir durch u die ganze Stromdichte in electrostatischem Maasse, so wird:

$$u = \frac{1}{409} \cdot \frac{\mathfrak{F}}{p} \left\{ N_p \frac{n_p}{\gamma_p} + N_n \frac{n_n}{\gamma_n} \right\}.$$

Ist endlich ϱ der specifische Widerstand in electrostatischem Maasse, so wird:

$$N_p \frac{n_p}{\gamma_p} + N_n \frac{n_n}{\gamma_n} = 409 \times \frac{p}{\varrho}.$$

Tabelle IV.

Werthe von $N_p \cdot \frac{n_p}{\gamma_p} + N_n \frac{n_n}{\gamma_n}$.

Stromdichte electrostatisch	s = 2,6—24,8	s = 24,8—29,4	Kathode 33,7
	Druck 0,6 mm		
$2{,}52 \times 10^4$	$15{,}3 \times 10^7$	162×10^7	$0{,}545 \times 10^7$
$8{,}75 \times 10^4$	$53{,}3 \times 10^7$	570×10^7	$1{,}225 \times 10^7$
$19{,}25 \times 10^4$	$116{,}5 \times 10^7$	1290×10^7	$1{,}750 \times 10^7$
	Druck 0,2 mm		
$2{,}52 \times 10^4$	$16{,}4 \times 10^7$	99×10^7	$0{,}182 \times 10^7$
$8{,}75 \times 10^4$	$57{,}0 \times 10^7$	342×10^7	$0{,}408 \times 10^7$
$19{,}25 \times 10^4$	$126{,}0 \times 10^7$	746×10^7	$0{,}583 \times 10^7$

Die hiernach berechneten Werthe der auf der linken Seite stehenden Summe sind in der vierten Tabelle zusammengestellt.

Die Zahl der in der Volumeinheit enthaltenen Gasmolecüle beträgt bei einem Druck von 0,4 mm $45{,}8 \times 10^{15}$, bei einem Druck von 0,2 mm $15{,}3 \times 10^{15}$. Solange also die Zahlen γ nicht zu gross und die Zahlen n nicht zu klein sind, ist die Zahl der im Cubikcentimeter der Röhre anzunehmenden Ionen in der That allenthalben klein gegenüber der Zahl der neutralen Gasmolecüle.

Aus der Mischung der positiven und der negativen Ionen ergiebt sich eine räumliche electrische Ladung im Inneren der Röhre, deren Dichte gegeben ist durch:

$$\varepsilon = 2{,}24 \times 10^{-10} \times (N_p - N_n).$$

Verbindet man diese Gleichung mit der früheren:

$$409 \times \frac{p}{\varrho} = N_p \frac{n_p}{\gamma_p} + N_n \frac{n_n}{\gamma_n},$$

so kann man die Zahlen N_p und N_n berechnen, sobald die Zahlen n und γ bekannt sind. Ueberall da, wo die räumliche Ladung verschwindet, ist $N_p = N_n$. Setzen wir zur Abkürzung $n_p/\gamma_p = \alpha$ und $n_n/\gamma_n = \beta$, so wird allgemein:

$$N_p = \frac{409 \times \frac{p}{\varrho} + 0{,}45 \times 10^{10} \times \beta\varepsilon}{\alpha + \beta},$$

$$N_n = \frac{409 \times \frac{p}{\varrho} - 0{,}45 \times 10^{10} \times \alpha\varepsilon}{\alpha + \beta}.$$

Es ergiebt sich also bei positivem ε ein positiver Werth für N_n nur so lange, als $409\,p/\varrho > 0{,}45 \times 10^{10} \times \alpha\varepsilon$ ist.

Nehmen wir als zusammengehörige Werthe von $409\,p/\varrho$ und von ε die Zahlen $1{,}225 \times 10^7$ und 3,57, so muss $\alpha = n_p/\gamma_p$ kleiner als $0{,}72 \times 10^{-3}$ sein. Setzen wir γ_p gleich dem Moleculargewicht des Stickstoffes, so ergiebt sich $n_p < 0{,}01$. Die Zeit zwischen zwei Zusammenstössen wird hiernach an der Kathode für die angenommenen Ionen beträchtlich kleiner, als für die Molecüle neutraler Gase. Um die entsprechende Rechnung für die an die Anode grenzende Gasschicht durchzuführen, setzen wir $409\,(p/\varrho) = 10{,}3 \times 10^7$ und $\varepsilon = -0{,}0046$. Als Bedingung für einen positiven Werth von N_p ergiebt sich dann: $n_n < 5\,\gamma_n$.

32. *Theoretische Untersuchungen über elastische Körper und Licht; von Paul Glan.*

Bisher ist in diesen Untersuchungen die Lösung der Gleichung zur Bestimmung der Temperatur für Längskreisschwingungen von solcher Wellenlänge gegeben worden, dass

$$k_\gamma (s c_v)^{-1} (4 l V')^{-1}$$

als kleine Grösse anzusehen war. Da sich nun die Fortpflanzungsgeschwindigkeit V' erfahrungsmässig viel langsamer ändert, als die Wellenlänge $4l$ in den Stoffen, wird mit stetiger Abnahme von $4l$ der Werth von $(4lV')^{-1}$ wachsen und grösser als eins werden. Für solche kleinen Wellen im Ueberviolett ist mit einer neuen Lösung der Gleichung zur Bestimmung der absoluten Temperatur $\mathfrak{T}$ der Vernichtungsindex $\mathfrak{Z}$ und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit V' zu bestimmen. In der Form

$$D_\mathfrak{g}{}^2 \mathfrak{T} = -\mathfrak{T}(k_\gamma \mathfrak{a})^{-1}[A_1 D_t m_1 + A_2 D_t m_2 + A_3 D_t m_3] + s c_v \,.\, k_\gamma{}^{-1} D_t \mathfrak{T},$$

welche jene Gleichung mit früheren Bezeichnungen bei dem bis jetzt eingehaltenen Grade der Annäherung haben kann, führt sie zur Lösung

$$\mathfrak{T} = \mathfrak{T}_0 \varepsilon^{f_1(\mathfrak{g},t)},$$

in welcher

$$f_1(\mathfrak{g},t) = -(k_\gamma \mathfrak{a})^{-1} g g_1 \,.\, l^{-1} \varepsilon^{\mathfrak{Z}\mathfrak{g}} \Big[\frac{2V'l}{\pi(\mathfrak{Z}^2+1)^2} S(\omega_1 A_1 S\omega_1 \gamma + \omega_2 A_2 \,.\, S\omega_2 \gamma + \omega_3 A_3 S\omega_3 \gamma)\big(V_\iota \gamma \sin(\mathfrak{g}' - 2u_1) - \gamma\cos(\mathfrak{g}' - 2u_1)\big) + s c_v \,.\, k_\gamma{}^{-1} \frac{4V'^2 l^2}{(\mathfrak{Z}^2+1)^4} S(\omega_1 A_1 S\omega_1\gamma + \omega_2 A_2 S\omega_2\gamma + \omega_3 A_3 S\omega_3\gamma) \,.\, \big(V_\iota \gamma\cos(\mathfrak{g}'-4u_1) + \gamma\sin(\mathfrak{g}'-4u_1)\big) + (s c_v)^2 k_\gamma{}^{-2} \frac{8V'^3 l^3}{\pi^3(\mathfrak{Z}^2+1)^6} \,.\, S(\omega_1 A_1 S\omega_1\gamma + \omega_2 A_2 S\omega_2\gamma + \omega_3 A_3 S\omega_3\gamma)\big(-V_\iota\gamma\sin(\mathfrak{g}'-6u_1) + \gamma\cos(\mathfrak{g}'-6u_1)\big) + \ldots \Big]$$

ist und weiter

$$\mathfrak{g}' = (\mathfrak{g} \,.\, l^{-1} + ht)\frac{\pi}{2} + u,$$

$$\frac{\mathfrak{J}}{\mathfrak{J}^2+1} = (\mathfrak{J}^2+1)^{-1/2}\cos u_1\,, \quad \frac{1}{\mathfrak{J}^2+1} = (\mathfrak{J}^2+1)^{-1/2}\sin u_1\,.$$

Wenn man an der ersten aus der Bewegungsgleichung für das Innere elastischer Körper sich ergebenden Gleichung:

$$(1) \qquad s\frac{\pi^2}{4}\gamma'^{-2}\left[\left(\frac{\mathfrak{j}^2}{16}-\frac{\pi^2}{4}\right)\gamma + \frac{\pi\mathfrak{j}}{4}V\iota\gamma\right]\left(\frac{\mathfrak{j}^2}{16}+\frac{\pi^2}{4}\right)^{-2}$$
$$= -\varphi_1'(V\iota\gamma) + \varphi_2'(\gamma)$$

mit $S\gamma$ operirt und für schwache Absorption nur die erste Potenz des Vernichtungsindex für eine Wellenlänge $\mathfrak{j}$ berücksichtigt und $S\gamma\varphi_1'(V\iota\gamma)$ aus denselben Gründen als klein unbeachtet lässt wie zuvor $SV\iota\gamma\varphi_1'(\gamma)$, ergiebt sich annähernd:

$$sV'^2 = -S\gamma\varphi_2'(\gamma),$$
$$= g_1^{-2}S\gamma[\beta S\omega_1\gamma + \beta' S\omega_2\gamma + \beta'' S\omega_3\gamma].$$

Für Krystalle, deren elastische Constanten solchen Bedingungen genügen, dass die Hauptaxen seines Brechungsellipsoides stets die Richtung seiner Krystallaxen haben, wird in diesem Falle, zum Beispiel:

$$\beta = g_1^2\Big\{e_1 + e_{1,3}'\Big(\frac{\pi h}{2}\Big)^2 - e_{1,5}'\Big(\frac{\pi h}{4}\Big)^4 + \ldots - \Big\{\Big[0_{1,3}\Big(\frac{\pi h}{2}\Big)^2 - 0_{1,5}\Big(\frac{\pi h}{2}\Big)^4 + ..\Big]$$
$$.(2\mathfrak{J} - sc_v.k_\gamma^{-1}2V'l(\mathfrak{J}^4 - 6\mathfrak{J}^2+1).(\mathfrak{J}^2+1)^{-3}.\pi^{-1} - (sc_v)^2.k_8^{-2}$$
$$.4V'^2l^2(6\mathfrak{J}^5 - 20\mathfrak{J}^3 + 6\mathfrak{J})(\mathfrak{J}^2+1)^{-6}\pi^{-2} + ..) + \Big[0_{1,2}\frac{\pi h}{2}$$
$$- 0_{1,4}\Big(\frac{\pi h}{2}\Big)^3 + ..\Big](\mathfrak{J}^2 - 1 + sc_v.k_\gamma^{-1}8V'l(\mathfrak{J}^2-1).(\mathfrak{J}^2+1)^{-3}.\pi^{-1}$$
$$- (sc_v)^2.k_\gamma^{-2}4V'^2l^2(\mathfrak{J}^6 - 15\mathfrak{J}^4 + 15\mathfrak{J}^2 - 1)(\mathfrak{J}^2+1)^{-6}.\pi^{-2} + ..)\Big\}$$
$$.\mathfrak{T}(k_\gamma a)^{-1}A_1V'^2(\mathfrak{J}^2+1)^{-3}\Big\}\omega_1\,.$$

Wenn γ gleich ω_1 und $V\iota\gamma$ gleich ω_2 gewählt wird, also V' gleich V_2' und k_γ gleich k_1 wird, und für schwache Absorption nur die erste Potenz des Vernichtungsindex $\mathfrak{J}$ zu beachten ist, wenn weiter die Wellenlänge $4l$ so klein gewählt wird, dass $V'l$ so klein wird, dass die dies Product enthaltenden Glieder fortgelassen werden können, und es kann dies geschehen, da sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit V' nach

der Erfahrung im allgemeinen viel langsamer ändert, als die Wellenlänge $4l$, ist:

$$sV_2'^2 = e'_{1,3}\left(\frac{\pi h}{2}\right)^2 - \cdots - \left\{\left[0_{1,3}\left(\frac{\pi h}{2}\right)^2 - \cdots\right] 2\mathfrak{I}_2 - \left[0_{1,2}\frac{\pi h}{2} - \cdots\right]\right\} \cdot (k_1 a)^{-1}\mathfrak{T}A_1 V_2'^2 ,$$

und wir erhalten:

$$\mathfrak{I}_2 = [e'_{1,3} - \cdots] k_1 a : [0_{1,3} - \cdots]\mathfrak{T}A_1 2V_2'^2 - [0_{1,2} - \cdots] : \pi h \cdot [0_{1,3} - \cdots] - sk_1 a : [0_{1,3} - \cdots]\frac{\pi^2 h^2}{2}\mathfrak{T}A_1 .$$

Wenn das Glied mit der wärmeelastischen Constanten $0_{1,2}$, welche nach ihrer geringeren Stellenzahl in der Reihe der Glieder im Ausdruck für den Vector einer elastischen Kraft grösser als $e'_{1,3}$ angesehen werden kann, als Hauptglied im Ausdrucke für den Vernichtungsindex $\mathfrak{I}_2$ betrachtet und $0_{1,3}$, wie es früher bei doppelbrechenden Krystallen geschehen ist, durch $s^2 c_{v-1} a B_1'[e'_{1,3} - \cdots] : \mathfrak{T}B_1$ ersetzt wird, wird

$$\mathfrak{I}_2 = C(s^2 c_v)^{-1}(4l_0) + \cdots ,$$

wo

$$C = -[0_{1,2} - \cdots]\mathfrak{T}B_1 : 4\pi V_0 a B_1'[e'_{1,3} - \cdots]$$

ist. Wenn für Werthe der Wellenlänge von solcher Grösse, dass die Glieder mit dem Factor $V_2' l_2$ berücksichtigt werden müssen und wie sie in diesem Falle vorkommen dürfen, die Gleichung:

$$sV_2'^2 = g_1^{-2} T\beta$$

für schwache Absorption bei Wegfall der höheren Potenzen des Vernichtungsindex $\mathfrak{I}_2$ nach diesem gelöst wird, folgt:

$$\begin{aligned}\mathfrak{I}_2 = {} & sc_v V_2' l_2 : k_1\pi + k_1 a([e'_{1,3} - \cdots] : V_2'^2 \\ & - 4s : \pi^2 h^2)[1 - (sc_v)^2 12 V_2'^2 l_2^2 : k_1^2\pi^2 + \cdots] : 2A_1\mathfrak{T}[0_{1,3} - \cdots] \\ & + 2[0_{1,2} - \cdots][1 + sc_v 8 V_2' l_2 : k_1\pi \\ & - (2sc_v V_2' l_2 : k_1\pi)^2 + \cdots] : \pi h[0_{1,3} - \cdots] .\end{aligned}$$

Werden die auf das erste Glied folgenden auf der rechten Seite der letzten Gleichung als klein gegen jenes erste betrachtet, wird, wenn c_v durch c_p ersetzt wird:

$$\mathfrak{I}_2 = sc_p V_0 4l_0 : k_1 4\pi N_2^2 .$$

Da sich das Product sc_p aus dem specifischen Gewichte und der specifischen Wärme für die Metalle bei weitem nicht in dem Maasse ändert wie ihr Wärmeleitungsindex, besteht

zwischen der Abhängigkeit des Vernichtungsindex dieser Wellen vom Wärmeleitungsindex und dem electrischen Leitungswiderstande einige Aehnlichkeit, da letzterer nach den Untersuchungen von G. Wiedemann und R. Franz sehr nahe dem Wärmeleitungsvermögen umgekehrt proportional ist.

Nachtrag. Für schwach absorbirte Lichtwellenlängen gab ich zuvor den angenäherten Werth des Vernichtungsindex. W. Spring mass die absorbirte Menge weissen Lichtes für einige Flüssigkeiten bestimmter Dicke. Ich stelle die Werthe der theoretisch berechneten und aus diesen Versuchen sich ergebenden Vernichtungsindices zusammen. Die mittlere Wellenlänge des austretenden Lichtes ward nach der Durchlassfarbe bestimmt und gleichfalls angegeben.

	$\mathfrak{J}$ beob.	$\mathfrak{J}$ theor.	$4l_0$
Wasser	$0{,}0_2 1560$	$0{,}0_3 875$	$0{,}0_4 486$ cm
Methylalkohol	$0{,}0_3 8210$	$0{,}0_3 6646$	$0{,}0_4 492$
Aethylalkohol	$0{,}0_3 7916$	$0{,}0_3 6514$	$0{,}0_4 500$
Amylalkohol	$0{,}0_3 6471$	$0{,}0_3 4146$	$0{,}0_4 532$
Ligroin	$0{,}0_3 6468$		$0{,}0_4 572$

Wasser enthielt einige Tausendstel Quecksilberchlorid.

Berlin, den 1. August 1897.

33. *Ueber eine Verschiedenheit im Verhalten der electrischen und der magnetischen Schwingung Hertz'scher Wellen; von K. Waitz.*

1. Electrisch gut leitende Körper wie die Metalle reflectiren und absorbiren Hertz'sche Schwingungen sehr stark, sodass diese nicht in das Innere der Leiter eindringen können, sondern schon in einer Tiefe von circa $^1/_{100}$ mm erlöschen, wie z. B. die Versuche des Hrn. V. Bjerknes[1]) lehren. Auch für Schwefelsäure, deren Leitungsvermögen etwa 100,000 mal schlechter als das der Metalle ist, gilt ähnliches; J. J. Thomson[2]) und Stefan[3]) fanden, dass sie schon in Schichten von einigen Millimetern Dicke electrische Schwingungen vollkommen absorbirt. Man kann deshalb, wie mir beiläufig Versuche zeigten, ebensogut passende Gefässe mit Schwefelsäure als primäre Conductoren zur Erzeugung von Hertz'schen Wellen verwenden wie Metallconductoren. Geht man zu Flüssigkeiten über, die wieder 100 000 mal schlechter leiten als Schwefelsäure, so kommt man schon zu guten Isolatoren, die sich ganz anders gegen strömende Electricität verhalten. Bei ihnen treten an Stelle der Leitungsströme immer mehr die sogenannten Verschiebungsströme; aber auch die in solchen Isolatoren hervorgerufene Electricitätsbewegung gab Hertz deutliche Wirkungen in der Funkenbildung seines Resonators, wenn diesem grössere Massen der Isolatoren genähert wurden.

2. Im Folgenden werden Versuche mitgetheilt, bei denen die Inductionswirkungen Hertz'scher Schwingungen in Substanzen beobachtet wurden, deren Leitungsfähigkeit zwischen der Leitungsfähigkeit des Kupfers und der der Essigsäure liegen, d. h. etwa um das Billionenfache abnimmt. Die Versuche erlauben eine, allerdings wenig genaue, quantitative Verglei-

1) V. Bjerknes, Wied. Ann. **47**. p. 69. 1892 u. später.
2) J. J. Thomson, Proc. Roy. Soc. **45**. p. 269. 1889.
3) Stefan, Wied. Ann. **41**. p. 400. 1891.

chung der durch Hertz'sche Schwingungen inducirten Strömung in diesen Substanzen. Das war aber nicht der Hauptzweck der Untersuchung, sondern vor allem sollte geprüft werden, *ob die Inductionswirkung des electrischen und des magnetischen Vectors*, die ja beide stets zugleich bei Hertz'schen Schwingungen auftreten, *sich verschieden verändern*, wenn man sie einzeln auf leitende oder isolirende Substanzen wirken liess. Mit anderen Worten, ob die electrische Schwingung eine andere Dämpfung als die magnetische zeigt, wenn man sie in einer Reihe von Substanzen erzeugt, deren Leitungsfähigkeit im Verhältniss von 1 auf 10^{-12} abnimmt. Es hat sich bei der benutzten Versuchsanordnung in der That eine solche Verschiedenheit zwischen der electrischen und magnetischen Schwingung ergeben.

Versuchsanordnung.

3. Eine quantitative Untersuchung der mittleren, von Hertz'schen Schwingungen in einem Leiter inducirten, Strömung ist u. a. nach der bekannten, von Hrn. V. Bjerknes[1]) zuerst angewandten Electrometermethode möglich. Dabei giebt, wenn alles ungeändert bleibt und nur die Substanz des die Platten des Electrometers verbindenden Körpers, wir nennen ihn den Resonator, variirt wird, der Ausschlag der Electrometernadel direct ein Maass für die Strömung im Resonator oder auch für die Dämpfung durch den Stoff des Resonators. Diese Versuchsanordnung wurde benutzt.

Die die Wellen erzeugenden primären Conductoren waren zwei hölzerne, mit Stanniol überzogene Cylinder mit abgerundeten Enden; die einander zugewandten Enden trugen Zinkkappen, zwischen denen der Funke übersprang. Die Zuleitung zum Inductionsapparat vermittelten zwei kleine Klemmschrauben unterhalb der Zinkkappen. Die Länge eines Cylinders zwischen den Scheiteln der abgerundeten Enden betrug 28 cm, die Dicke 10 cm.

Die secundäre Schwingung fand in einem rechteckigen Resonator statt. Er war für die verschiedenen benutzten Metalle aus Draht möglichst gleicher Dimensionen hergestellt.

---

1) V. Bjerknes, l. c.

Dicke des Drahts = 1,30 mm, Seitenlänge 24 cm und 22,7 cm. Die eine der kürzeren Seiten des Rechtecks hatte in der Mitte eine Lücke von 4 cm Länge, dort war an den beiden Enden der Draht senkrecht zur Ebene des Rechtecks umgebogen und tauchte in Quecksilbernäpfchen, die mit den Platten des Electrometers in kurzer leitender Verbindung standen. Zwischen den zwei verticalen Electrometerplatten von 2 cm Durchmesser hing, 45° gegen sie geneigt, eine 1,5 cm lange Aluminiumnadel an einem 20 cm langen Quarzfaden. Sollten statt der Metalle Flüssigkeiten untersucht werden, so füllte man diese in ein mit zwei Tubulis versehenes Rechteck aus zusammengeschmolzenen Glasröhren, dessen Axe ungefähr den Dimensionen der Metallrechtecke entsprach. Das Volum des Glasrechtecks war 560 ccm, der mittlere Radius der Röhren im Lichten 1,4 cm. An der Begrenzung der Lücke in der nicht ganz vollständigen Seite waren als Electroden Platindrähte eingeschmolzen, die mit ihren aus der Röhre herausstehenden Theilen in die Quecksilbernäpfe des Electrometers eingesetzt wurden. Statt der Drähte dienten manchmal auch runde, den Querschnitt der Röhre fast völlig ausfüllende Platinbleche als Electroden. Die Rechtecke lagen horizontal auf zwei Holzleisten mit passenden Anschlägen, sodass alle stets genau in dieselbe Lage gebracht werden konnten.

4. Bei dieser Versuchsanordnung kann man das Mitschwingen von Resonatoren aus gut leitenden Substanzen = Metallen, nicht zu verdünnter Schwefelsäure und Salzlösungen — untersuchen, da dann die langsamen Schwingungen des Inductionsapparates Zeit haben, sich durch die leitende Verbindung der zwei Electrometerplatten, die ja der Resonator bildet, auszugleichen. Befindet sich dagegen sehr verdünnte Salzlösung, Wasser, Alkohol etc. im Glasrechteck als Resonator, so findet ein solcher Ausgleich der Ruhmkorffschwingungen nicht mehr statt, die, sagen wir kurz, electrostatischen Ladungen der Platten erzeugen sehr grosse Ausschläge der Nadel im Electrometer und eine Beobachtung der Hertz'schen Schwingungen im Resonator ist unmöglich. Dieser Uebelstand wird gänzlich vermieden, das Electrometer mit seinem Resonator wird völlig vor den Ruhmkorffschwingungen geschützt, wenn man zwischen Electrometer und primäre

Schwingung ein mindestens 1 qm grosses Metallblech schiebt, in das senkrecht zur Längsrichtung der Conductoren ein etwa 1 cm breiter *Spalt* eingeschnitten ist. Die günstigste Spaltlänge bestimmt sich aus der Wellenlänge der secundären Schwingung, auf die man den Spalt abstimmt. Zu dem Zweck bildete man den Spalt durch zwei grosse, parallel nebeneinander gelegte, mit je einer Kante bis auf 1 cm einander genäherte Zinkleche. Der so hergestellte Schlitz wurde an den Enden durch quer über die grossen Bleche gelegte Blechstreifen begrenzt, man verschob dann diese Verbindungsbleche gegeneinander, bis das Electrometer einen maximalen Ausschlag gab. Für die Drahtresonatoren fand dies bei einer Länge des Spaltes = 103 cm statt; für die Flüssigkeitsresonatoren dagegen, die je andere Dimensionen hatten, musste der Spalt dazu 77 cm lang gemacht werden. Selbst wenn Alkohol in das Glasrechteck gefüllt wurde, liess sich noch deutlich der Einfluss der Spaltlänge erkennen. Neben dieser Schutzwirkung gegen electrostatische Einflüsse giebt der Spalt, d. h. besser das den Spalt bildende grosse Metallblech, auch noch eine sehr beträchtliche Verstärkung der Ausschläge im Electrometer, ohne die eine Beobachtung für schlecht leitende Flüssigkeiten überhaupt unmöglich gewesen wäre, er wurde deshalb bei allen Versuchen benutzt. Denselben, ja oft einen besseren Dienst wie ein einzelner Spalt leistet eine Reihe paralleler Spalte, ein Gitter aus Zinkblechstreifen, die circa 1 cm voneinander abstehen und welche zwei Querstreifen in einer Entfernung von 77 cm bez. 103 cm leitend miteinander verbinden. Ob der Schirm (Spalt) oder das Gitter zur Erde abgeleitet werden oder nicht, ist für ihre Wirkung gleichgültig. Bei den Beobachtungen betrug die Länge des Spaltes oder der Gitterstreifen stets 70 cm, mochten metallische oder flüssige Resonatoren benutzt werden, man erhielt also für Metalle durchaus nicht den maximalen Ausschlag im Electrometer. Dieser musste überhaupt vermieden werden, weil, wenn er erreicht wurde, die Nadel den Electrometerplatten sehr nahe kam, dadurch das Feld zwischen den Platten inhomogen machte und der Ausschlag nicht mehr ein einfaches Maass für die Strömung gab. Wollte man also die Ausschläge für die Spaltlänge des maximalen Effects (der wirklichen Resonanz) kennen, so musste

und zwar besonders hell an den Stellen α_1 und β_1. Besondere Versuche mit kleinen eingeschalteten Schirmen zeigten, dass α durch Strahlen, die senkrecht von a ausgehen, zum Leuchten erregt wurde, β durch solche, die von b austreten.

Dass aus der *Summationsfläche nicht besonders helle Kathodenstrahlen* austreten ergiebt sich aus der Thatsache, dass ein unter 45° gegen das Metallblech geneigter und in den Winkel $\alpha\,\beta$ eingesetzter Kreideschirm nicht wesentlich heller leuchtet als die angrenzenden Theile von a und β.

Kathodenstrahlen gehen vor allem von den Stellen der Kathode aus, die den inneren Grenzen der dritten Kathodenschicht senkrecht gegenüber liegen, also von den Stellen μ und ν und wenig oder garnicht von den Stellen, wo eine Kathode von dem dunklen Raume einer benachbarten Kathode geschnitten wird. Dies zeigt besonders die Vertheilung der ersten röthlichen Kathodenschicht, die den Kanalstrahlen entspricht. An den Ecken des Metallwinkels, d. h. bei dc (Fig. 1) ist kaum röthliches Licht zu sehen, nach den Kanten, d. h. nach ab und ef hin wird es immer intensiver. Kanalstrahlen treten aber da am intensivsten auf, wo sich starke Kathodenstrahlen entwickeln.

Die Grösse der an a und b anliegenden dunkeln Kathodenräume wächst mit abnehmendem Druck und nimmt mit steigender Entladungsintensität ab. Dementsprechend ändert sich auch die Grösse der leuchtenden Theile auf α und β, sie werden mit abnehmendem Druck kleiner und mit zunehmender Entladungsintensität grösser.

Die Versuche lehren: Kathodenstrahlen, die von einer Fläche a ausgehen und auf ihrer Bahn auf die an einer anderen benachbarten Fläche b entstehenden Dunkelräume treffen, werden an diesen abgelenkt, sie gleiten zum Theil an ihnen hin.[1])

Aus diesem Satz erklären sich die Erscheinungen, sie stellen für diesen Fall eine Beziehung zwischen dem dunkeln Kathodenraum und der Deflexion her.

Nach den obigen Versuchen könnte es scheinen, als ob

1) Dass Kathodenstrahlen, die senkrecht auf einen dunkeln Kathodenraum fallen, denselben zusammendrücken und an ihm abgleiten, haben schon frühere Versuche von E. Wiedemann und H. Ebert ergeben. (Sitzungsber. der med.-physik. Soc. in Erlangen. 14. December 1891. p. 31.)

war sehr wenig kleiner als die der Nadel im MEl.; man schloss den Inductionsapparat und unterhielt die primäre Schwingung solange, bis die Nadel des CEl. umzukehren begann und hatte dann noch Zeit, schnell den Umkehrpunkt der Nadel am MEl. abzulesen. Das CEl. stand stets auf der anderen Seite der den Spalt bildenden Zinkbleche wie das MEl. und blieb solange unverrückt stehen, bis alle Beobachtungen z. B. für die magnetische Schwingung gemacht waren.

Beobachtungen.

7. In den nachfolgenden drei Tabellen finden sich Beobachtungen zusammengestellt, die möglichst schnell aufeinander gemacht wurden. Die Zahlen jeder Tabelle sind nur unter einander vergleichbar und sind gewonnen, indem die Ausschläge *(M)* am MEl. durch die *(C)* am CEl. dividirt und dann mit 1000 multiplicirt wurden. In Tabelle I für die wenigen Metalle hat man noch alles auf Cu = 1000 bezogen.

Die Zahlen der mit † bezeichneten Substanzen in Tabelle II verlangten eigentlich noch eine Correction, und zwar, nach darüber angestellten Versuchen, etwa eine Multiplication mit $^5/_6$. Während nämlich bei allen anderen Substanzen der drei Tabellen der Ausschlag des CEl. nicht von den Schwingungen im MEl. beeinflusst wurde, also das *C* dasselbe war, mochte der Resonator am MEl. sich befinden oder nicht, war das bei den mit † bezeichneten Flüssigkeiten nicht immer der Fall. Es zeigte sich bei ihnen der Ausschlag im CEl. oft beträchtlich kleiner, wenn der Flüssigkeitsresonator am MEl. angebracht war, als wenn er fehlte. Die Correction aber (Multiplication mit $^5/_6$) ist so ungenau ermittelt, dass man vorzog, sie nicht anzubringen, zumal da die Verschiedenheit in der Aenderung der electrischen und der magnetischen Schwingung, auf die es wesentlich ankam, dadurch nicht verwischt, sondern nur vergrössert worden wäre.

Die angeführten Leitungsfähigkeiten der Flüssigkeiten sind nach der Kohlrausch'schen Methode mit langsamen Wechselströmen bestimmt.

und zwar besonders hell an den Stellen α_1 und β_1. Besondere Versuche mit kleinen eingeschalteten Schirmen zeigten, dass α durch Strahlen, die senkrecht von a ausgehen, zum Leuchten erregt wurde, β durch solche, die von b austreten.

Dass aus der *Summationsfläche nicht besonders helle Kathodenstrahlen* austreten ergiebt sich aus der Thatsache, dass ein unter 45° gegen das Metallblech geneigter und in den Winkel $\alpha\beta$ eingesetzter Kreideschirm nicht wesentlich heller leuchtet als die angrenzenden Theile von a und β.

Kathodenstrahlen gehen vor allem von den Stellen der Kathode aus, die den inneren Grenzen der dritten Kathodenschicht senkrecht gegenüber liegen, also von den Stellen μ und ν und wenig oder garnicht von den Stellen, wo eine Kathode von dem dunklen Raume einer benachbarten Kathode geschnitten wird. Dies zeigt besonders die Vertheilung der ersten röthlichen Kathodenschicht, die den Kanalstrahlen entspricht. An den Ecken des Metallwinkels, d. h. bei dc (Fig. 1) ist kaum röthliches Licht zu sehen, nach den Kanten, d. h. nach ab und ef hin wird es immer intensiver. Kanalstrahlen treten aber da am intensivsten auf, wo sich starke Kathodenstrahlen entwickeln.

Die Grösse der an a und b anliegenden dunkeln Kathodenräume wächst mit abnehmendem Druck und nimmt mit steigender Entladungsintensität ab. Dementsprechend ändert sich auch die Grösse der leuchtenden Theile auf α und β, sie werden mit abnehmendem Druck kleiner und mit zunehmender Entladungsintensität grösser.

Die Versuche lehren: Kathodenstrahlen, die von einer Fläche a ausgehen und auf ihrer Bahn auf die an einer anderen benachbarten Fläche b entstehenden Dunkelräume treffen, werden an diesen abgelenkt, sie gleiten zum Theil an ihnen hin.[1])

Aus diesem Satz erklären sich die Erscheinungen, sie stellen für diesen Fall eine Beziehung zwischen dem dunkeln Kathodenraum und der Deflexion her.

Nach den obigen Versuchen könnte es scheinen, als ob

1) Dass Kathodenstrahlen, die senkrecht auf einen dunkeln Kathodenraum fallen, denselben zusammendrücken und an ihm abgleiten, haben schon frühere Versuche von E. Wiedemann und H. Ebert ergeben. (Sitzungsber. der med.-physik. Soc. in Erlangen. 14. December 1891. p. 31.)

Abnahme der durch die electrischen Schwingungen inducirten Strömung (eine Zunahme der Dämpfung), *die der Abnahme der Leitungsfähigkeit* im allgemeinen *parallel* geht. Diese Abnahme wird um so kleiner, je geringer die Leitungsfähigkeit wird, und erreicht bei der NaCl-Lösung z. B. schon einen Grenzwerth für eine über $20 . 10^{-8}$ gelegene Leitungsfähigkeit. — *Die durch die magnetische Schwingung inducirte Strömung kann dagegen,* wie Tabelle II zeigt, *wieder zunehmen, wenn von einer bestimmten Grenze der Leitungsfähigkeit an diese noch weiter abnimmt,* sodass z. B. in Alkohol und Fe_2Cl_3 dieselbe Stromintensität inducirt wird, während die Leitungsfähigkeit sich um das 1200fache unterscheidet. Dasselbe ergiebt auch Tabelle III für die magnetische Schwingung bei immer verdünnteren Lösungen von NaCl.

Die im Obigen kurz und vorläufig angeführten Versuche, auf die ich mir vorbehalte später ausführlich zurückzukommen, sind fast alle schon vor mehreren Jahren angestellt und berühren sich in gewisser Weise mit von Hrn. Drude[1]) in neuerer Zeit gewonnenen Resultaten, der nachgewiesen hat, dass die Absorption electrischer Wellen in vielen Flüssigkeiten durchaus nicht der Leitungsfähigkeit parallel geht.

Tübingen, August 1897.

1) P. Drude, Wied. Ann. **58.** p. 1. 1896 und später.

34. *Beziehung des positiven Lichtes zum dunkeln Kathodenraume; von Eilhard Wiedemann.*

Frühere Versuche hatten H. Hittorf[1]) ergeben, dass an der Kathode ein grosser Uebergangswiderstand besteht. Eigene Versuche hatten mir dann gesagt, dass, sobald eine bis auf die Spitze mit Glas isolirte Anode[2]) in den um eine kreisförmige Platte entstehenden dunkeln Kathodenraum eingeführt wird, das Entladungspotential sehr hoch steigt und das positive Licht sich nach rückwärts zu dem negativen Glimmlicht wie ein kleiner leuchtender Wasserfall umbiegt.

Bestehen ferner Anode und Kathode aus parallelen Platten[3]) so wird das negative Glimmlicht hinter die Kathode gedrängt, die Kathodenstrahlen werden ganz an den Rand der Platte getrieben, von dem sie wie ein Strahlenkranz ausgehen, während die Fläche der Kathode und der Zwischenraum zwischen Anode und Kathode dunkel erscheint. An der Wand bildet sich ein schmaler Streifen positiven Lichtes. Aus den Versuchen folgte, dass in sehr verdünnten Gasen und bei kleinen Abständen der Electroden die Entladung zwischen Anode und Kathode um so schwerer übergeht, je näher die Electroden aneinander stehen. Die häufig gemachte Angabe, dass *selbst* bei Electroden, die nur 1 mm voneinander abstanden, keine Entladungen mehr übergehen, sagt daher über die Höhe des Vacuums nichts aus.

Die oben erwähnten Versuche liessen es unentschieden, ob die Wirkung des dunkeln Kathodenraumes eine solche auf

1) W. Hittorf, Pogg. Ann. **136.** p. 1 und 197. 1869.

2) E. Wiedemann, Wied. Ann. **20.** p. 767. 1883.

3) E. Wiedemann, l. c. **20.** p. 768. 1883. Aehnliche Versuche mit zwei Platten sind später von O. Lehmann und J. J. Thomson beschrieben worden.

die Anode selbst, oder auf die von derselben ausgehenden, im positiven Licht enthaltenen Bewegungen ist. Um dies zu entscheiden, wurde der Apparat, Fig. 1, benutzt. K ist eine kreisförmige Kathode, gegen die sich durch Erweichen des Siegellacks bei n das Rohr r in dem Rohr R verschieben lässt; es trägt an seinem Ende die Anode a. An dem das Rohr R mit der Pumpe verbindenden Rohre p ist noch eine zweite Anode a_1 angesetzt. Die Dimensionen sind $R = 2$ cm weit, 45 cm lang und $r = 0{,}8$ cm weit, 60 cm lang. Steht die Oeffnung o des Rohres r soweit von K ab, dass sie nicht in dem Bereich der Kathodenerscheinungen liegt und beträgt der Druck einige Millimeter, so tritt folgende Erscheinung auf: Sind beide Electroden mit den Polen der Influenzmaschine verbunden, so geht bald ein schmales, dunkelblaues Lichtbündel von o aus, das sich nach K zu nur wenig erweitert, bald erfüllt helles, weisslich-röthliches Licht fast den ganzen Querschnitt des Rohres R. Sobald man die Kathode ableitet, tritt stets nur die erstere, falls man die Anode ableitet, nur die letztere Erscheinung auf.

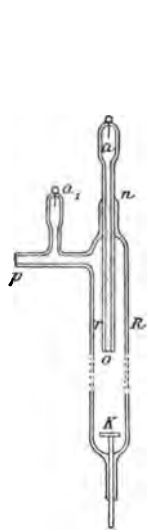


Fig. 1.

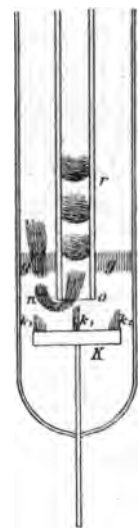


Fig. 2.

Schiebt man bei niederem Druck das Rohr r so weit vor, dass die Oeffnung o in den *dunkeln Raum* um K hineinragt, so sieht man, dass der dunkle Raum sich in den ringförmigen Raum zwischen R und r erstreckt und dort durch eine helle negative Glimmlichtschicht begrenzt ist. In r reicht das geschichtete positive Licht bis an die Oeffnung o und *biegt sich dann*, wie n in Fig. 2, *nach rückwärts um, um sich mit dem negativen Glimmlicht g in R zu vereinen.* Die Erscheinung ist dieselbe, wie wenn o die Spitze einer Anode gewesen wäre.

Die Länge des nach rückwärts umgebogenen Theiles des positiven Lichtes ist um so grösser, je niedriger der Druck, also je grösser der dunkle Kathodenraum ist. In manchen

Fällen besteht dasselbe aus einer leuchtenden Spirale von einigen Centimetern Länge, die sich in den Raum zwischen R und r hineinwindet.

Die Ausbildung des positiven sich umbiegenden Bündels zeigt sich besonders schön, wenn man r zu einer Spitze auszieht, die man etwas schräg abschneidet.

Macht man a_1 zur Anode, so sieht man die positive Lichtsäule aus R in das enge Rohr r eindringen.

Ist o beinahe an die Platte K gerückt und a Anode, so bilden die *Kathodenstrahlen* einmal ein ganz schmales Bündel k_1, das in r eindringt, und zweitens einen Hohlcylinder k_2, der sich in den Raum zwischen R und r erstreckt. (Es sind nur die Ansatzstellen von k_1 und k_2 gezeichnet.) Ein Theil der Kathodenstrahlen des Hohlcylinders ist gegen einen angenäherten Leiter sehr *empfindlich*, sie werden von ihm scheinbar *angezogen* und zwar vor allem diejenigen, die auf der Platte in *Fünkchen* endigen. Ebenso verhalten sich die Kathodenstrahlen, die entstehen, wenn man a_1 zur Anode macht.

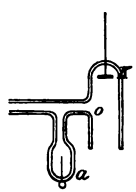


Fig. 3.

Demnach werden scheinbar Kathodenstrahlen in manchen Fällen von angenäherten Leitern *angezogen* und nicht nur *abgestossen*, es hängt dies von den speciellen Versuchsbedingungen ab. Beide Erscheinungen sind also zunächst nicht als eine primäre Wirkung auf die Kathodenstrahlen anzusehen.

Einen grossen Widerstand erfährt auch das positive Licht, wenn es *seitlich* in den dunkeln Kathodenraum eindringen soll. Ist in Fig. 3 K Kathode, a Anode, so steigt das Entladungspotential sehr hoch an, sobald der K umgebende dunkle Raum bis über die Oeffnung o des seitlich angesetzten Rohres reicht.

Die Versuche bestätigen die früheren Resultate. Die Vereinigung der positiven und negativen Electricität findet in den Glimmlichtstrahlen statt, oder allgemeiner: der Strom geht von der positiven Electrode durch die positive Lichtsäule, das Glimmlicht und dann erst durch den dunkeln Kathodenraum.[1])

1) Vgl. hierzu auch O. Lehmann, Wied. Ann. **56**. p. 304. 1895.

Dass der Verlauf der Entladung in der positiven Lichtsäule und im dunkeln Kathodenraum ein wesentlich verschiedener ist, folgt u. a. aus den Versuchen von W. Hoffmann[1]) über Einfluss derselben auf die Faden einer Glühlampe.

1) W. Hoffmann, Wied. Ann. **60.** p. 648. 1897.

35. *Gegenseitige Beeinflussung verschiedener Theile einer Kathode; von Eilhard Wiedemann.*

Von H. Goldstein[1]) sind die Wirkungen eingehend studirt worden, welche auf die von einer Kathode ausgehenden Strahlen durch eine *andere* oder durch entferntere Theile derselben Kathode ausgeübt werden; dabei hat er eine Reihe wichtiger Resultate gewonnen. Im Folgenden soll die gegenseitige Beeinflussung aneinanderstossender Theile ein und derselben Kathode behandelt werden.

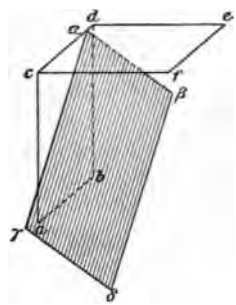


Fig. 1.

Einen Ueberblick über die auftretenden Erscheinungen giebt die folgende Versuchsanordnung. Wir schneiden von einem oben und unten offenen Parallelepiped aus Blech zwei Seiten fort und verwenden die beiden anderen $abcd$ und $cdef$ (Fig. 1) (die Längen der Kanten sind ca. 1—1,5 cm) als Kathode in einem Entladungsrohr, in dem wir sie mit der negativen Electrode einer Influenzmaschine verbinden. In den Stromkreis derselben ist noch eine Funkenstrecke eingeschaltet.

In den entstehenden Winkel von 90° $abcdef$ wird gegen die Kante cd geneigt ein mit Kreide bestrichener Papierschirm $\alpha\beta\gamma\delta$ gestellt. Auf dem Schirm zeigte sich dann bei tieferen Drucken, bei denen Kathodenstrahlen sich entwickeln, das Bild Fig. 2. (Die dunkeln Stellen bei σ_1 und σ_2 sind zunächst fortzudenken.) Die schraffirte Fläche ist hellroth, unmittelbar an den Metallblechen liegen dunkle Stellen f_1 und f_2, die von helleren Linien begrenzt sind. Die *Spitze* s reicht bei höheren Drucken fast bis in die Ecke bei α (Fig. 1), mit abnehmendem Druck schiebt sie sich mehr und mehr aus derselben heraus, mit zunehmender Funkenstrecke geht sie

1) E. Goldstein, Eine neue Art electrischer Abstossung. Berlin, Springer 1880; Beibl. 4. p. 822. 1879.

werden und zwar besonders bei Einschaltung von Funkenstrecken.

Entsprechende Phosphorescenzbilder aus gleichen Ursachen erhält man, wenn man zwei Drähte unter einem rechten Winkel zusammenlöthet. Eine Beschreibung dieser Bilder, sowie derjenigen, die auftreten, wenn die aneinanderstossenden Kathodentheile andere Winkel als 90° bilden, die Veränderung derselben in verschiedenen Ebenen würde hier zu weit führen.

Die oben geschilderte Ablenkung der Kathodenstrahlen spielt jedenfalls eine Rolle bei dieser Reihe der von E. Goldstein[1]) beschriebenen Erscheinungen.

Noch sei darauf hingewiesen, dass auch die Kathodenstrahlen, die in der Richtung der Summationsflächen bei Hohlkathoden, zwei parallelen Kathoden etc. austreten, einer entsprechenden Ablenkung ihre Ursache verdanken können und

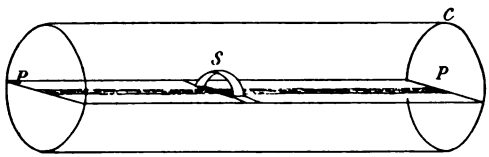


Fig. 6.

zwar derjenigen Kathodenstrahlen, die im Innern der Hohlkathoden ziemlich senkrecht zu den Wänden derselben austreten.

Um nachzuweisen, dass von der Innenseite einer Hohlkathode senkrecht Kathodenstrahlen austreten (Fig. 6), wurde in einen 1,8 cm weiten Cylinder C am Drahtnetz, der als Kathode diente und aussen mit Glimmer umhüllt war, ein mit Kreide bestrichener Papierstreifen PP geschoben, über den an einer Stelle im Abstand von 2—3 mm ein kleiner schmaler Papierschirm S angebracht war. Längs der Axe des Rohres, also der Mittellinie des Papierstreifens, verlief im *Gase* ein weisslicher Streifen, er entspricht der Zuführung des Stromes. Der Papierschirm leuchtet roth (die Stelle ist in der Zeichnung schraffirt) längs einer der Axe entsprechenden Linie, nur unter dem kleinen Schirm S blieb die Kreide dunkel.

Die Energie des Kathodenstrahlenbündels, das in der Axe des Cylinders nach Fortnahme des Papierschirmes aus P austritt, ist weit geringer als die ganze Energie der Strahlen,

1) E. Goldstein, Wied. Ann. 15. p. 246. 1882.

und zwar besonders hell an den Stellen α_1 und β_1. Besondere Versuche mit kleinen eingeschalteten Schirmen zeigten, dass α durch Strahlen, die senkrecht von a ausgehen, zum Leuchten erregt wurde, β durch solche, die von b austreten.

Dass aus der *Summationsfläche nicht besonders helle Kathodenstrahlen* austreten ergiebt sich aus der Thatsache, dass ein unter 45° gegen das Metallblech geneigter und in den Winkel $\alpha\beta$ eingesetzter Kreideschirm nicht wesentlich heller leuchtet als die angrenzenden Theile von a und β.

Kathodenstrahlen gehen vor allem von den Stellen der Kathode aus, die den inneren Grenzen der dritten Kathodenschicht senkrecht gegenüber liegen, also von den Stellen μ und ν und wenig oder garnicht von den Stellen, wo eine Kathode von dem dunklen Raume einer benachbarten Kathode geschnitten wird. Dies zeigt besonders die Vertheilung der ersten röthlichen Kathodenschicht, die den Kanalstrahlen entspricht. An den Ecken des Metallwinkels, d. h. bei dc (Fig. 1) ist kaum röthliches Licht zu sehen, nach den Kanten, d. h. nach ab und ef hin wird es immer intensiver. Kanalstrahlen treten aber da am intensivsten auf, wo sich starke Kathodenstrahlen entwickeln.

Die Grösse der an a und b anliegenden dunkeln Kathodenräume wächst mit abnehmendem Druck und nimmt mit steigender Entladungsintensität ab. Dementsprechend ändert sich auch die Grösse der leuchtenden Theile auf α und β, sie werden mit abnehmendem Druck kleiner und mit zunehmender Entladungsintensität grösser.

Die Versuche lehren: Kathodenstrahlen, die von einer Fläche a ausgehen und auf ihrer Bahn auf die an einer anderen benachbarten Fläche b entstehenden Dunkelräume treffen, werden an diesen abgelenkt, sie gleiten zum Theil an ihnen hin.[1])

Aus diesem Satz erklären sich die Erscheinungen, sie stellen für diesen Fall eine Beziehung zwischen dem dunkeln Kathodenraum und der Deflexion her.

Nach den obigen Versuchen könnte es scheinen, als ob

1) Dass Kathodenstrahlen, die senkrecht auf einen dunkeln Kathodenraum fallen, denselben zusammendrücken und an ihm abgleiten, haben schon frühere Versuche von E. Wiedemann und H. Ebert ergeben. (Sitzungsber. der med.-physik. Soc. in Erlangen. 14. December 1891. p. 31.)

die beschriebenen Ablenkungen der Kathodenstrahlen von ganz anderer Art wären als die von H. E. Goldstein[1]) als Deflexion bezeichneten, da erstere in hohem Grade vom Druck und der Stromintensität bei wechselnden Funkenstrecken abhängen, was bei letzteren von H. Goldstein, soweit ich finde, nicht beobachtet worden ist. Indess sind auch die durch Deflexion erzeugten Dunkelflächen von den beiden Versuchsbedingungen abhängig, falls man nur die Electrodendrähte nicht sehr dünn nimmt. Dann wächst auch die Breite der Dunkelflächen mit abnehmendem Druck und nimmt bei Einschaltung von Funkenstrecken ab, entsprechend ändert sich die Deflexion.

In einem Rohre von 5 cm Durchmesser (Fig. 4) werden zwei 3 mm dicke Drähte *a* und *b* als Kathode benutzt, ihr Abstand war 2,1 cm. Ein bei γ übergeschobener Glimmerschirm hielt die von *c* ausgehenden Strahlen ab.

Die Breite der Dunkelfläche bei so hohen Drucken, dass sie gerade noch wahrnehmbar war, betrug 21 mm, bei ganz tiefen Drucken 30,5 mm. Bei Einschaltung von Funkenstrecken traten ganz analoge Aenderungen in der Breite ein. Ganz ebensolche Aenderungen in der Grösse erfahren die Dunkelflächen bei ringförmigen Electroden, die mit ihrer Ebene senkrecht zur Axe des Rohres stehen. Hier sind die Dunkelflächen erzeugt durch Strahlen, die von der Innenseite auf der einen Hälfte des Ringes ausgehen und an der anderen Hälfte des Ringes deflectirt werden.

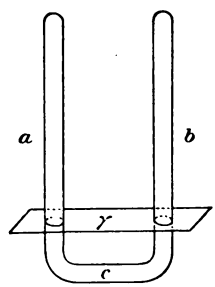


Fig. 4.

Auf Abbiegungen, wie sie oben in einem einfachsten Fall beschrieben sind, beruhen zahlreiche Erscheinungen. Sie sind z. B. nicht daran gebunden, dass beide aneinanderstossende Theile von Ebenen begrenzt sind, der eine kann z. B. von einer Ebene, der andere von einem Cylinder, oder beide von Cylindern begrenzt sein, letzteres z. B. wenn zwei Drähte zusammengelöthet sind.

Ein Beispiel für den ersten Fall möge noch gegeben werden. Eine kreisförmige Kathode *K* (Fig. 5) von 1,5 cm

1) E. Goldstein, Eine neue Form electrischer Abstossung. p. 118.

Durchmesser ist an einem bis zum Ende mit einem Glasrohr bedeckten Drahte d befestigt. Ihre Rückseite ist mit Glimmer bedeckt. In ihre Vorderseite ist ein 0,2 cm dicker Stab s eingeschraubt. An der Wand des 5 cm weiten Glasrohres G erscheint nach A zu bei hinlänglicher Verdünnung und eventueller Einschaltung einer kleinen Funkenstrecke unmittelbar gegenüber der Seitenfläche der Platte ein hellgrüner Ring, erzeugt durch Strahlen, die von der Seitenfläche ausgehen. Daran schliesst sich ein dunkler Ring z und daran ein zweiter grüner Ring; seine nach A zu gelegene Grenze entspricht den vom Ende von s ausgehenden Strahlen. Die Breite des dunklen Ringes z betrug bei sehr niedrigen Drucken ca. 11 mm, seine Grenze entsprach derjenigen des dunkeln Kathodenraumes um K. Seine Dicke nahm mit zunehmendem Druck und zunehmender Funkenstrecke ab.

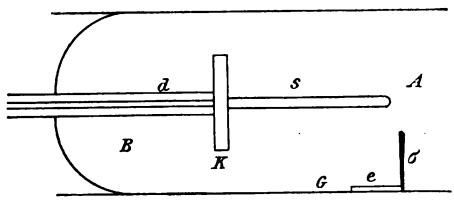


Fig. 5.

Stellt man einen Schirm σ, der an einem kleinen Eisenstück e senkrecht zur Axe befestigt ist, in einiger Entfernung gegenüber K auf, so entsteht auf ihm bei niedrigem Druck ein dunkler Halbkreis, der beim Annähern an K immer kleiner wird. Der Durchmesser des Kreises und damit des Oeffnungswinkels des Strahlenkegels, der seine Grenzen erzeugt, nimmt mit zunehmendem Druck und zunehmender Funkenstrecke ab.

Auf einem Kreideschirm, dessen Ebene mit der Stabaxe zusammenfällt, erscheint ein der Fig. 2 ganz entsprechendes Bild. Aus ihm leiten sich die besprochenen Erscheinungen ohne weiteres ab.

Auch hinter der Kathodenplatte bei B, falls zu derselben überhaupt Electricität gelangen kann, sodass also nicht der um K entstehende dunkle Kathodenraum bis zur Wand des Entladungsrohres reicht und so den Zutritt der Entladung zur Rückseite absperrt, zeigt sich ein dunkler Ring, an den sich ein grüner anschliesst. Sein Ursprung ergiebt sich, wenn wir beachten, dass Oberflächen von Dielectricis, die die zur Kathode führenden Drähte umhüllen, selbst zu Kathoden

werden und zwar besonders bei Einschaltung von Funkenstrecken.

Entsprechende Phosphorescenzbilder aus gleichen Ursachen erhält man, wenn man zwei Drähte unter einem rechten Winkel zusammenlöthet. Eine Beschreibung dieser Bilder, sowie derjenigen, die auftreten, wenn die aneinanderstossenden Kathodentheile andere Winkel als 90° bilden, die Veränderung derselben in verschiedenen Ebenen würde hier zu weit führen.

Die oben geschilderte Ablenkung der Kathodenstrahlen spielt jedenfalls eine Rolle bei dieser Reihe der von E. Goldstein[1]) beschriebenen Erscheinungen.

Noch sei darauf hingewiesen, dass auch die Kathodenstrahlen, die in der Richtung der Summationsflächen bei Hohlkathoden, zwei parallelen Kathoden etc. austreten, einer entsprechenden Ablenkung ihre Ursache verdanken können und

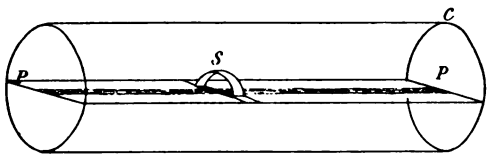


Fig. 6.

zwar derjenigen Kathodenstrahlen, die im Innern der Hohlkathoden ziemlich senkrecht zu den Wänden derselben austreten.

Um nachzuweisen, dass von der Innenseite einer Hohlkathode senkrecht Kathodenstrahlen austreten (Fig. 6), wurde in einen 1,8 cm weiten Cylinder *C* am Drahtnetz, der als Kathode diente und aussen mit Glimmer umhüllt war, ein mit Kreide bestrichener Papierstreifen *PP* geschoben, über den an einer Stelle im Abstand von 2—3 mm ein kleiner schmaler Papierschirm *S* angebracht war. Längs der Axe des Rohres, also der Mittellinie des Papierstreifens, verlief im *Gase* ein weisslicher Streifen, er entspricht der Zuführung des Stromes. Der Papierschirm leuchtet roth (die Stelle ist in der Zeichnung schraffirt) längs einer der Axe entsprechenden Linie, nur unter dem kleinen Schirm *S* blieb die Kreide dunkel.

Die Energie des Kathodenstrahlenbündels, das in der Axe des Cylinders nach Fortnahme des Papierschirmes aus *P* austritt, ist weit geringer als die ganze Energie der Strahlen,

1) E. Goldstein, Wied. Ann. 15. p. 246. 1882.

welche von der Innenseite ausgehen; dies lässt sich leicht zeigen, wenn man einen Kreideschirm mit seiner Ebene senkrecht zur Axe des Cylinders aufstellt.

Einen Antheil an der Bildung der austretenden Kathodenstrahlen kann auch die Veränderung der Querschnittes haben.

Die oben mitgetheilten Versuche lehren, dass Kathodenstrahlen an dem dunkeln Kathodenraum Ablenkungen erfahren, die mit den Goldstein'schen Deflexionserscheinungen nahe verwandt sind. Aus diesen Ablenkungen erklären sich zahlreiche Lichterscheinungen.

werden und zwar besonders bei Einschaltung von Funkenstrecken.

Entsprechende Phosphorescenzbilder aus gleichen Ursachen erhält man, wenn man zwei Drähte unter einem rechten Winkel zusammenlöthet. Eine Beschreibung dieser Bilder, sowie derjenigen, die auftreten, wenn die aneinanderstossenden Kathodentheile andere Winkel als 90° bilden, die Veränderung derselben in verschiedenen Ebenen würde hier zu weit führen.

Die oben geschilderte Ablenkung der Kathodenstrahlen spielt jedenfalls eine Rolle bei dieser Reihe der von E. Goldstein[1]) beschriebenen Erscheinungen.

Noch sei darauf hingewiesen, dass auch die Kathodenstrahlen, die in der Richtung der Summationsflächen bei Hohlkathoden, zwei parallelen Kathoden etc. austreten, einer entsprechenden Ablenkung ihre Ursache verdanken können und

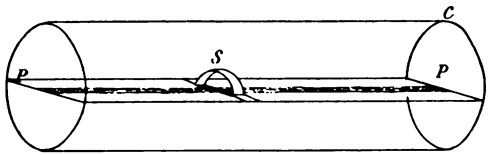


Fig. 6.

zwar derjenigen Kathodenstrahlen, die im Innern der Hohlkathoden ziemlich senkrecht zu den Wänden derselben austreten.

Um nachzuweisen, dass von der Innenseite einer Hohlkathode senkrecht Kathodenstrahlen austreten (Fig. 6), wurde in einen 1,8 cm weiten Cylinder C am Drahtnetz, der als Kathode diente und aussen mit Glimmer umhüllt war, ein mit Kreide bestrichener Papierstreifen PP geschoben, über den an einer Stelle im Abstand von 2—3 mm ein kleiner schmaler Papierschirm S angebracht war. Längs der Axe des Rohres, also der Mittellinie des Papierstreifens, verlief im *Gase* ein weisslicher Streifen, er entspricht der Zuführung des Stromes. Der Papierschirm leuchtet roth (die Stelle ist in der Zeichnung schraffirt) längs einer der Axe entsprechenden Linie, nur unter dem kleinen Schirm S blieb die Kreide dunkel.

Die Energie des Kathodenstrahlenbündels, das in der Axe des Cylinders nach Fortnahme des Papierschirmes aus P austritt, ist weit geringer als die ganze Energie der Strahlen,

1) E. Goldstein, Wied. Ann. 15. p. 246. 1882.

entsprechen, habe ich früher ausführlich auseinandergesetzt[1]); die neuerdings aufgefundenen Eigenschaften der ersteren Strahlenart haben deren Entdecker zu der gleichen Hypothese geführt.[2]) Die gegenwärtige Mittheilung liefert eine weitere Bestätigung der Hypothese in Hinsicht der Wirkungen, welche die Strahlen auf Gase ausüben; es wird gezeigt, dass beiden Strahlenarten in gleicher Weise die Wirkungen zukommen, Luft electrisch leitend zu machen und Nebelbildung in ihr zu befördern.

1. Befindet sich im Beobachtungsraume vor dem Aluminiumfenster eines Entladungsrohres von der früher beschriebenen Art[3]) ein isolirter electrisirter Körper, etwa eine Metallscheibe verbunden mit einem vor Strahlung dauernd geschützten Exner'schen Electroskope, so wird der Körper bei Bestrahlung fast plötzlich entladen. Das Vorzeichen der Ladung ist dabei gleichgültig. Die Erscheinung zeigt sich auch dann, wenn der electrisirte Körper viel weiter vom Fenster absteht, als die Phosphorescenzwirkung der Strahlen reicht. Die letztere Wirkung ist im günstigsten Falle etwa 8 cm weit zu verfolgen, sie nimmt in dieser Entfernung schnell, fast plötzlich ab; die electrische Wirkung wird erst in 30 cm Entfernung schwach. Dass die rasche Entladung des Körpers in jenen grossen Entfernungen eine Wirkung bis dahin gelangender Kathodenstrahlen sei, schien hiernach wenig wahrscheinlich[4]) und es blieb noch aufzuklären, woher sie rühre. Die folgenden Versuche zeigen nun, dass es die in der Nähe des Fensters befindliche, durchstrahlte Luft ist, welche zu dem fernen geladenen Körper sich hinbewegend dort die Wirkung hervorbringt. Verhindert man die Luft aus dem Bereiche der Kathodenstrahlen zu dem geladenen Körper zu dringen, so bleibt die schnelle Entladung ausserhalb dieses ziemlich scharf begrenzten Bereiches aus. Die Erklärung, welche man sich hiernach von der Er-

---

1) P. Lenard, Electrical Review **39.** p. 722. 1896. (Vortrag vor der deutschen Naturf.-Vers. zu Frankfurt a. M. 1896.)

2) Röntgen, Sitzungsber. der k. Akad. der Wissensch. zu Berlin p. 576. 1897.

3) Die Electrodenspannung entspricht in allen folgenden Versuchen einer Schlagweite von 3 cm zwischen Kugeln in Luft.

4) Lenard, Wied. Ann. **51.** p. 241. 1894.

scheinung bildet und welche man bestätigt findet, ist diese, dass von Kathodenstrahlen durchzogene Luft electrisch leitend wird, und dass sie ihr Leitvermögen auch einige Zeit nach der Durchstrahlung noch beibehält. Für die Bewegung der leitend gewordenen Luft vom Fenster zu dem geladenen Körper hin sind als Ursache die electrischen Kräfte der Ladung vorhanden.

Dass die Röntgen'schen Strahlen ganz die gleiche Wirkung auf Gase ausüben, ist fast gleichzeitig von mehreren Forschern gezeigt worden.[1])

Vergleicht man die beiden Strahlenarten miteinander in solcher Intensität, dass sie gleiche Phosphorescenzwirkung auf einen unbedeckten, 1,5 mm starken Baryumplatincyanürschirm ausüben, so findet man übrigens die entladende Wirkung der Kathodenstrahlen ausserordentlich viel stärker, als die der Röntgen'schen Strahlen.

2. Ein erstes Mittel, zu verhindern, dass Luft vom Fenster an den electrisirten Körper gelange, besteht darin, den letzteren mit einer für Luft undurchlässigen Hülle zu umgeben. Wir wählen dazu ein parallelepipedisches Zinkgehäuse von 0,4 mm Wandstärke, eben gross genug, um das Exner'sche Electroskop und einen an dessen Knopf befestigten Aluminiumdraht zu umschliessen. Gehäuse und Inhalt können gemeinsam vor dem Fenster verschoben werden. Der Draht läuft vom Knopfe des Electroskopes aus erst mehrere Centimeter lang horizontal gegen die dem Fenster nächste Gehäusewand zu, dann 8 cm vertical nach aufwärts. Dieses nach aufwärts gerichtete Ende des Drahtes steht nur 0,5 cm von der Gehäusewand ab, es ist dazu bestimmt, bestrahlt zu werden. Dazu besitzt jene Gehäusewand eine Oeffnung, so bemessen, dass geradlinige, vom Fenster ausgehende Strahlen das verticale Drahtende frei treffen können, das Electroskop aber nicht. Die Oeffnung ist durch verschiedene Schirme zu verschliessen. Lassen wir sie zunächst unverschlossen, so werden Draht und Electroskop durch die von einem einzigen Entladungsschlage erzeugten Strahlen von $\pm$ 200 Volt auf 0 oder nahezu 0 Volt entladen, auch dann, wenn die Gehäusewand 10 cm vom Fenster ent-

1) Man vergleiche die diesbezügliche Literatur bei Righi, Mem. della R. Acad. d. Scienze, Bologna, (5) 6. p. 231. 1896.

fernt ist. Ist die Oeffnung durch eine Glasplatte von 1,5 mm Dicke oder durch ein Zinkblech von 0,4 mm Dicke verschlossen, so fehlt jede Wirkung im Inneren des Gehäuses in allen Entfernungen vom Fenster. Ein Stück Pappe von 1 mm Dicke hebt die Wirkung nicht ganz vollständig auf; man sieht bei dauernd fortgesetzter Bestrahlung die Blätter des Electroskopes langsam zusammensinken, und zwar wieder in allen Entfernungen bis zu 10 cm. Wir bedecken nun die Oeffnung des Gehäuses mit einem luftdicht schliessenden Aluminiumblatte von 0,003 mm Dicke (Fensterdicke), welches, wie bekannt, für Kathodenstrahlen sehr durchlässig ist; das Resultat ist nun ein anderes, nämlich verschieden je nachdem die Entfernung zwischen Fenster und Gehäusewand kleiner oder grösser ist als 4 cm. Ist die Entfernung kleiner als 4 cm, so erfolgt plötzliche Entladung, wie bei unbedeckter Oeffnung; ist sie grösser, so findet nur sehr langsame Entladung statt. Z. B.:

Abstand zw. Geh. u. Fenster	1,5	2,5	3,5	4,5	5,5	7,5	10 cm
Die Ladung sinkt durch einen Entladungsschlag von + 200 Volt auf	0	0	0	92	150	160	178 Volt.

Mit negativer Ladung ist das Resultat wesentlich das gleiche. Der Abstand von 4 cm zwischen Gehäuse und Fenster, bei welchem vollständige, plötzliche Entladung eben noch stattfindet, ist gerade derjenige, bei welchem eben noch Kathodenstrahlen in das Innere des Gehäuses dringen, wovon man leicht durch einen Ketonschirm[1]) sich überzeugt, der, hinter dem Aluminiumblatt im Gehäuse angebracht, nur eben bis zu dieser Entfernung noch aufleuchtet. Ersetzt man den Ketonschirm durch einen anderen aus Baryumplatincyanür, so findet man ihn ebenfalls ausserordentlich intensiv leuchtend bis zu jener Entfernung von 4 cm, von da ab dunkler; die Dunkelheit aber ist jetzt, wie man bei genauerem Zusehen merkt, nicht ganz vollständig; mattes Leuchten bleibt auch bis zu grösseren Entfernungen noch übrig. Der Baryumplatincyanürschirm ist empfindlich für die von Hrn. Röntgen mit seiner Hülfe entdeckten Strahlen, der Ketonschirm ist sehr unempfindlich für dieselben, er ist sehr empfindlich nur für die stark ablenk-

1) Mit Pentadecylparatolylketon getränktes Papier.

baren Kathodenstrahlen. Die im Gehäuse beobachteten starken electrischen Wirkungen gehören also den stark ablenkbaren Kathodenstrahlen zu, die ins Innere des Gehäuses drangen, die schwachen Wirkungen in den grösseren Entfernungen spurenweise neben den Kathodenstrahlen vorhandenen Röntgen'schen Strahlen. Dass die letztere Strahlenart von unserem Apparate nur spurenweise ausgeht, ist begreiflich. Denn die von der Kathode ausgesandten Strahlen treffen in demselben auf keinerlei kräftig absorbirendes Hinderniss, das seinerseits Strahlen nach dem Beobachtungsraume senden könnte;[1]) die Kathodenstrahlen durchsetzen nur das sehr dünne Fenster und die Luft. Kräftig absorbirende Medien sind es aber, durch welche, wie Hr. Röntgen gezeigt hat, die eine Strahlenart in die andere am wirksamsten verwandelt wird.

3. Ein anderes Mittel, die durchstrahlte Luft vom geladenen Körper abzuhalten, ist ein kräftiger Luftstrom. Wir stellen das Electroskop mit dem vorbenutzten Aluminiumdrahte jetzt frei vor dem Fenster auf. Das Electroskop steht um 10 cm weiter vom Fenster ab, als das nach aufwärts gebogene, zu bestrahlende Drahtende. Noch weiter ab vom Fenster befindet sich ein Centrifugalventilator, welcher einen kräftigen, etwa 15 cm breiten Luftstrom an Electroskop und Draht vorbei nach dem Fenster zu blasen im Stande ist. Ist der Ventilator ausser Thätigkeit, so bewirkt wieder ein einziger strahlenerregender Entladungsschlag Herabsinken einer Anfangsladung

1) Es gilt dies nicht für die käuflich erhältlichen Entladungsrohre, welche den Aluminiumverschluss nicht an einer starken ebenen Platte, sondern an einem eingeschmolzenen Platinrohre tragen. Das tangential bestrahlte Platinrohr wird hier zu einer Quelle kräftiger Röntgen'scher Strahlen, welche dann ebenfalls durch das Fenster austreten. Von solchen Röhren kam in meinen früheren Versuchen nur eine in einem vereinzelten Falle zur Anwendung, ein erstes unvollkommenes Exemplar, das noch nicht die höchsten Verdünnungen zuliess. Röntgen'sche Strahlen waren daher in allen meinen Versuchen nur spurenweise vorhanden neben der ausserordentlich überwiegenden Menge der Kathodenstrahlen; auch diese Spuren verhinderte der fast ausschliesslich und besonders zu allen quantitativen Versuchen benutzte Ketonschirm zur Wirkung zu gelangen. Es kann daher behauptet werden, und seither angestellte Versuche haben es mir bestätigt, dass alle früher von mir beschriebenen Versuche sich ausschliesslich auf diejenigen Kathodenstrahlen beziehen, auf welche sie von Anfang an bezogen worden sind.

von 200 Volt auf 0 oder nahezu 0 Volt, und zwar in allen Entfernungen des Drahtes vom Fenster bis zu 10 cm und weiter. Bläst dagegen der Luftstrom, so erfolgt die vollständige Entladung nur innerhalb der ersten 5 cm vom Fenster, von da ab ist die Wirkung sehr schwach. Z. B. beträgt die von 200 Volt übrigbleibende Ladung bei einer Entfernung von

2 3 5 7 10 cm zwischen Fenster und Draht
0 0 0 174 185 Volt.

Positive und negative Ladung verhielten sich wieder gleich. Die Entfernung, bis zu welcher ein Ketonschirm noch aufleuchtet, erweist sich als ebenfalls gleich 5 cm. Die in grösseren Entfernungen noch beobachtete schwache Wirkung wird man wieder Spuren von Röntgen'schen Strahlen zuschreiben dürfen.

Hält man, bei ruhiger Luft, eine dicke, nicht zu kleine Metallplatte mitten zwischen Fenster und geladenen Körper, so bleibt die Wirkung, wie zu erwarten, aus; unterbricht man nun die Bestrahlung und zieht dann behutsam die Metallplatte fort, so erfolgt langsame, etwa 10 Secunden anhaltende Entladung des Electroskopes. Auch ohne Zuhülfenahme der Metallplatte kann solche Nachwirkung nach länger fortgesetzter Bestrahlung beobachtet werden, besonders regelmässig im Gehäuse mit der Aluminiumwand; es ist nur nöthig, durch eine mit dem geladenen Systeme verbundene Leydener Flasche die Entladung soweit zu verlangsamen, dass dieselbe auch nach der längeren Bestrahlung noch nicht vollendet ist. Solche Versuche zeigen direct, dass der veränderte Zustand der Luft auch nach der Bestrahlung noch eine Zeit lang bestehen bleibt.

4. Die von Kathodenstrahlen durchzogene Luft enthält Kerne für Dampfcondensation, sie wirkt nebelbildend. Man weist dies leicht nach mit Hülfe eines Dampfstrahles in der Weise von Aitken und R. v. Helmholtz.[1]) Befindet sich der Dampfstrahl in einer Entfernung von 1,5 cm von dem wie gewöhnlich mit einem zur Erde geleiteten Metallschirm versehenen Fenster, so ist die Wirkung auf den Strahl so stark, wie nur je solche gesehen werden kann; der ganze Strahl erscheint hellweiss und dicht wolkig. In 3 und 4 cm Entfernung

1) Aitken, Trans. Roy. Soc. Edinb. **30.** p. 337. 1881; R. v. Helmholtz, Wied. Ann. **32.** p. 1. 1887.

findet man gleichfalls noch kräftigste Wirkung. In 5 cm Entfernung zeigt sich die Wirkung von Entladung zu Entladung wechselnd, manchmal stossweise heftig, manchmal nur ganz schwach. In noch grösseren Entfernungen, bis zu 10 cm, wird nur äusserst matte Wirkung beobachtet, manchmal jedoch durch länger andauernde starke Wirkung unterbrochen, letztere bisweilen nur im oberen Theile des Strahles auftretend. Die Grenzentfernung nie fehlender starker Condensationswirkung, 5 cm, ist auch die Entfernung, bis zu welcher Kathodenstrahlen auf dem Ketonschirm noch nachweisbar sind. Die manchmal eintretende starke Wirkung in grösserer Entfernung ist den Strömungen der Zimmerluft und dem Umstande zuzuschreiben, dass die Luft ihr Condensationsvermögen — wie ihr electrisches Leitvermögen — noch einige Zeit nach der Bestrahlung beibehält. Man überzeugt sich hiervon, wenn man den Dampfstrahl nicht, wie bisher, central vor dem Fenster, sondern 8 bis 10 cm seitlich davon und in etwa 3 cm Entfernung von der Fensterwand aufstellt; es fehlt dann die Wirkung, oder sie tritt wieder unregelmässig wolkenweise, dann aber stark auf; der Strahl befindet sich ausserhalb des Bereiches der Kathodenstrahlen. Bläst man nun mit dem Munde sanft an dem Fenster vorbei nach dem Dampfstrahl, so tritt unfehlbar heftige Wirkung ein. Die ohne Blasen manchmal auftretende starke Wirkung wird abgehalten durch Anbringen eines senkrecht an die Fensterwand gestellten Glas- oder Metallschirmes zwischen Fenster und Dampfstrahl.

Steht der Dampfstrahl wieder central vor dem Fenster, etwa 3 cm davon, und schiebt man dünne Aluminiumfolie zwischen ihn und dem Fenster ein, so wird die Wirkung nicht gehindert. 0,3 mm dickes Aluminiumblech lässt nur Spuren der Wirkung durch, Pappe von 1,2 mm Dicke noch weniger, Glas von gleicher Dicke fast nichts.

Dass Röntgenstrahlen auf den Dampfstrahl wirken, ist durch Hrn. Richarz nachgewiesen.[1]) Den in unseren Versuchen vorhandenen Spuren dieser Strahlen ist auch die beobachtete schwache Wirkung in grossen Entfernungen vom Fenster, sowie hinter den schwereren Schirmen zuzuschreiben.

1) Richarz, Mittheil. des Naturw. Ver. f. Neupommern. 1896.

Vergleicht man Kathodenstrahlen und Röntgenstrahlen miteinander in solcher Intensität, dass beide die gleiche Phosphorescenzwirkung auf einen unbedeckten, 1,5 mm starken Baryumplatincyanürschirm ausüben, so findet man die Condensationswirkung der erstgenannten Strahlenart — wie ihre electrische Wirkung — ausserordentlich viel stärker, als die der letztgenannten.

Hr. A. Paulsen hat eine Theorie des Nordlichtes auf die Erscheinungen der Kathodenstrahlen gegründet[1]); er anticipirt dabei die Condensationswirkung dieser Strahlen und er weist nach, dass die Strahlen des Nordlichtes thatsächlich wolkenbildend wirken.

1) Paulsen, Sur la nature et l'origine de l'Aurore Boréale (Extrait des Obs. de Godthaab). Copenhague 1894; Bullet. de l'Acad. Roy. des Sc. de Danemark 8. mars 1895.

37. *Messung der Temperatur von Electrolyten an der Oberfläche sehr kleiner Electroden; von F. Richarz und W. Ziegler.*

Man hat früher stillschweigend angenommen, dass in einer Zersetzungszelle von nicht vielen Cubikcentimetern Inhalt, die man mit Eis dicht umgebe, die Temperatur im ganzen Electrolyten beim Stromdurchgang nahe gleich 0° sei, auch an der Oberfläche sehr kleiner Electroden. Dass diese Annahme nicht erfüllt sei, dass vielmehr die Temperatur im letztgenannten Falle mit der Stromstärke ganz erheblich steigen könne, sogar bis zur Siedehitze und dann zu einem dem Leidenfrost'schen ähnlichen Phänomen Anlass geben könne, ist schon vor mehreren Jahren behauptet worden[1]); der directe Beweis für diese Behauptung durch Messung der Temperatur war bisher aber noch nicht erbracht. Dies ist durch die im Folgenden beschriebenen Versuche geschehen.

I. Die Temperatur wurde gemessen durch ein Thermoelement aus 0,6 mm dicken Drähten aus reinem Platin und einer Legirung von 75 Proc. Platin und 25 Proc. Iridium bestehend, bezogen von Heräus in Hanau. Bei der gewählten Aufstellung von Galvanometer, Fernrohr und Scale gab 1° Temperaturdifferenz einen Ausschlag von 3,51 Scalentheilen. Die Zersetzungszelle war ein Reagenzröhrchen von 24 mm Durchmesser und 7 cm Länge, welches mit klein gestossenem Eise dicht umgeben wurde. Als Electrolyte wurden 20 proc. H_2SO_4 und 20 proc. HNO_3 benutzt; die eine Electrode war ein Platinblech, welches die ganze Wandung der Zelle auskleidete, mithin einen Cylinder von etwa 12 mm Radius bildete; die andere war ein Platindraht entweder von 0,35 mm oder von 0,1 mm Dicke und 16,5 bez. 18 mm Länge, der mit einem Ende zur Stromzuführung um einen dickeren Draht gewickelt und mit diesem in Glas eingeschmolzen war.

Da nach Kirchhoff die Oberfläche einer Metallelectrode

1) F. Richarz, Sitzungsber. der Niederrhein. Gesellsch. zu Bonn p. 84. 1890; Wied. Ann. **39.** p. 231. 1890; **47.** p. 579. 1892.

in einem Electrolyten eine Aequipotentialfläche sein soll[1]), wurde zuerst versucht, die das Thermoelement bildenden Drähte auf der Electrode selbst zur Berührung zu bringen; war Kirchhoff's Theorie gültig, so gelangte von den verschiedenen Berührungspunkten des Thermoelementes mit der Electrode her keine Schleife des electrolysirenden Stromes ins Galvanometer. Letzteres geschah aber doch, wie die sehr starken, mit der Stromrichtung sich umkehrenden Ablenkungen der Nadel bewiesen. Bei solch dünnen Platindrähten ist also das auf der Voraussetzung sehr grosser Leitfähigkeit des Metalls gegenüber der Flüssigkeit beruhende Resultat Kirchhoff's nicht erfüllt.

Da es demnach unmöglich war, das Thermoelement direct an die Electrode anzulegen, wurde über eine Stelle der letzteren eine sehr dünne Glascapillare von etwa 3 mm Länge übergeschoben, angeschmolzen und auf ihr die Drähte des Thermoelementes verbunden. Jetzt kehrte sich der Strom im Galvanometer nicht mit der Umkehr des electrolysirenden Stromes um, sondern blieb nahezu ungeändert; es ging also keine Schleife vom Hauptstrom durchs Galvanometer, sondern nur der Thermostrom. Mit 0,5 Amp. anfangend, wurde die Stromstärke stufenweise um 0,5 Amp. erhöht, und jedesmal der Strom solange geschlossen, bis das Thermoelement constante Temperatur ergab. Wiederholung solcher Versuchsreihen ergab ziemlich gut übereinstimmende Werthe. Die Intensität kann jedesmal nur bis zu einem Maximum gesteigert werden, bei welchem die erwähnte mit dem Leidenfrost'schen Phänomen vergleichbare Erscheinung eintritt.

Von den in dieser Weise ausgeführten Temperaturmessungen sollen folgende angegeben werden; die mit α bez. β bezeichneten Reihen sind mit dem Draht von 0,35 bez. 0,1 mm Dicke angestellt. Der Siedepunkt 20 proc. Schwefelsäure bez. Salpetersäure liegt bei 105° bez. 101°; ein Blick auf die Tab. I zeigt, dass bei derjenigen Steigerung der Intensität, bei welcher das „Phänomen" auftritt, die Temperatur unmittelbar am Draht den Siedepunkt erreicht; ein Beweis, dass wie früher schon behauptet, die Erscheinung durch das Sieden der Flüssigkeit dicht am Drahte verursacht ist.

1) Kirchhoff, Vorlesungen, Electr. u. Magnetism. p. 123.

Tabelle I.

Stromstärke in Amp.	Electrolyt 20 proc. H_2SO_4				Electrolyt 20 proc. HNO_3			
	Draht Anode		Draht Kathode		Draht Anode		Draht Kathode	
	1. (α)	2. (β)	3. (α)	4. (β)	5. (α)	6. (β)	7. (α)	8. (β)
0,5	8,7	11,5	3	8,5	7	10	11,5	13
1,0	14	17	7	13	18,5	23	24	37
1,5	24	25,4	14	21,4	31,4	38,5	40	57
2,0	33	35,5	21,4	31,5	41,5	50	51,5	74
2,5	43	49	29	41,5	55,5	65,5	71,5	95,5
3,0	54	55,5	37	50	78,4	93	95,6	Phän.
3,5	60	67	44	60	95,5	Phän.	Phän.	
4,0	64	78,6	50	70	Phän.			
4,5	70	87,4	57	78,6				
5,0	75,4	102	65,5	90				
5,5	83	Phän.	78,6	102				
6,0	94		88,5	Phän.				
6,5	Phän.		97					
7,0			Phän.					

II. Die Temperatur wurde, wie auseinandergesetzt, nicht an der Oberfläche der Electrode selbst, sondern auf der Oberfläche der Glashülle gemessen, welche den Draht auf die Länge von 3 mm bedeckte. Der äussere Durchmesser dieser Glashülle betrug 0,8 mm bei dem Drahte von 0,35 mm Dicke; 0,4 mm bei dem Drahte von 0,1 mm Dicke. Bei der lebhaften Bewegung der Flüssigkeit dicht am Drahte durch die aufsteigenden Gasblasen muss es zwar von vornherein als sehr wahrscheinlich erscheinen, dass die gemessenen Temperaturen sehr nahe gleich sind denjenigen am Drahte selbst; man gelangt aber auch zahlenmässig zu demselben Ergebniss, wenn man versucht eine Theorie der Temperaturvertheilung im Innern des stromdurchflossenen Electrolyten aufzustellen.

Wenn man dabei die innere Wärmeleitungsfähigkeit $\varkappa$ einführt, so ist diese nicht in strengem Sinne zu verstehen, sondern man muss wegen der lebhaften Agitation der Flüssigkeit nur ganz allgemein an einen Transport der Wärme denken. Man kann die Anordnung so betrachten, dass electrischer und thermischer Strom radial von der Oberfläche des Drahtes durch einen Hohlcylinder von Flüssigkeit zur coaxialen Blechelectrode abfliessen. Für die Temperatur ϑ als Function des

Abstandes r von der Axe des Drahtes erhält man, wenn h die Länge des letzteren, i die Stromstärke und λ die electrische Leitfähigkeit des Electrolyten bedeuten, aus dem Ansatz, dass bei stationärem Zustand die in einem unendlich dünnen Hohlcylinder von den Radien r und $r+dr$ entwickelte Stromwärme durch Leitung fortgeführt wird, die Differentialgleichung:

$$(1) \qquad -d(r\varkappa d\vartheta/dr)/dr = i^2/4\pi^2 r h^2 \lambda.$$

Setzt man dann $\varkappa$ und λ als constant voraus, so ergiebt die Integration:

$$(2) \qquad \vartheta = \vartheta_R + \alpha^2 i^2 \{\log^2(R/A) - \log^2(r/A)\},$$

wo $\alpha^2 = 1/8\pi^2 h^2 \lambda \varkappa$, R der Radius der Mantelelectrode und A eine Integrationsconstante ist. Der Verlauf von ϑ ist folgender: für $r=0$ ist $\vartheta = -\infty$, für zunehmendes r wächst ϑ, geht durch Null hindurch, erreicht für $r = A$ ein Maximum, nimmt wieder ab bis zu $\vartheta = \vartheta_R$ bei $r = R$ und weiter bis zu $\vartheta = -\infty$ bei $r = \infty$. Werthen von r, welche kleiner sind als A, entspricht daher ein nach Innen zu $r = 0$ hin gerichteter Wärmestrom; für Werthe von $r > A$ ist derselbe nach aussen, zu $r = \infty$ hin gerichtet. Die Möglichkeit eines nach Innen gerichteten Wärmestromes muss in der That im Integral erhalten sein, da z. B. Grenzbedingung sein kann, dass die innere Electrode eine Röhre ist, welche durch hineingebrachte Kältemischung auf tieferer Temperatur erhalten wird.

Die für die vorhandenen Verhältnisse geltenden Grenzbedingungen sind: 1. An der Mantelfläche $r = R$ findet äussere Wärmeabgabe an die Umgebung von der Temperatur 0 statt. 2. Durch die Oberfläche der Drahtelectrode strömt die in letzterer entwickelte Joule'sche Wärme in den Electrolyten. Die in diesen beiden Grenzbedingungen auftretenden Grössen können theils sicher, theils näherungsweise bestimmt werden; aus ihnen lassen sich dann die Constanten A und ϑ_R berechnen. Die in ϑ noch weiter vorkommende Constante α^2 kann aus den beobachteten Werthen der Tab. I berechnet werden. Die ganze Berechnung ist für jede Beobachtung einzeln auszuführen.

Zur Controlle der Theorie wurde gleichzeitig mit den Messungen von Tab. I stets durch ein zweites Thermoelement im

Abstande von 6 mm vom Drahte, also in der Mitte zwischen diesem und der cylindrischen äusseren Electrode, ebenfalls die Temperatur in der Flüssigkeit gemessen. In der zweiten Zeile folgender Tabelle II sind die Resultate *einer* Reihe, der mit (3) bezeichneten von Tab. I angegeben:

Tabelle II.

i	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0	6,5
(Mitte) obachtet	1,7	4	8	13	18,5	25,5	37	45,4	54	60	68,5	77	83
erechnet ach (3)	2,3	5,7	11,3	17,9	23,9	31,7	37,6	43,0	49,7	57,6	66,5	74,1	84,1
n Milliohm	818	789	711	678	629	571	493	449	413	391	364	339	324
in Volt	0,030	0,238	0,200	0,491	0,869	1,636	1,215	1,310	1,004	1,444	1,693	1,182	

Die Berechnung nach Gleichung (2) ergab nun für den Abstand 6 mm von dem Drahte stets Temperaturen, welche unter den beobachteten lagen. Dies ist leicht erklärlich, wenn man bedenkt, dass die der Wärmeleitungsfähigkeit entsprechende Grösse $\varkappa$ von r sehr stark abhängig sein muss, da das Herumwirbeln der Flüssigkeit durch die Gasblasen in der Nähe des Drahtes dem $\varkappa$ einen sehr viel grösseren Werth ertheilen muss, als an weit entfernten Stellen. Diesem Umstande kann man Rechnung tragen, indem man in (1) ein mit wachsendem r stark abnehmendes $\varkappa$, etwa $\varkappa = \beta/r$ einführt, wo β eine Constante ist. Die Integration giebt dann:

$$(3) \qquad \vartheta = \vartheta_R + \gamma^2 i^2 \{R(\log R/A - 1) - r(\log r/A - 1)\},$$

wo die Bedeutung und Bestimmung der Constanten ganz analog ist derjenigen für Gleichung (2). Werden die Temperaturen im Abstande 6 mm nach dieser Formel aus denjenigen von Tab. I berechnet, so ergeben sich Werthe, welche theils grösser, theils kleiner als die beobachteten sind, wie z. B. diejenigen in Tab. II dritte Zeile zeigen. Formel (3) giebt also den Verlauf der Temperatur als Function von r ziemlich richtig wieder, obwohl die Art ihrer Ableitung sehr unsicher ist, wie zunächst in der mangelhaften Definition von $\varkappa$ begründet ist. Ferner ist nicht berücksichtigt worden die Abhängigkeit von λ von

der Temperatur, sowie Peltier- und secundäre Wärme an der Electrode.[1])

Berechnet man endlich nach (2) oder nach (3) die Temperatur unmittelbar an der Drahtelectrode, so erhält man bei den extremsten Annahmen über die unsicheren Grössen doch stets Werthe. die äussersten Falles nur um etwa 2^0 höher sind, als die in Tab. I direct in sehr kleinem Abstande beobachteten, welche Differenz nicht in Betracht kommt.

III. Da nach dem Vorstehenden nunmehr bestimmte Messungen über die Abhängigkeit der Temperatur von der Stromstärke in Electrolyten bei sehr kleinen Electroden vorliegen lässt sich auch angeben, wie sich der Widerstand w solcher Zellen mit der Intensität verändert. Bei seiner Berechnung genügt es in Anbetracht der übrigen Unsicherheiten, als Temperatur des Electrolyten in seiner ganzen Ausdehnung einen mittleren Werth, am besten den in der Mitte zwischen Draht und Cylinderelectrode direct gemessenen zu nehmen. Der Widerstand kann ähnlich berechnet werden, wie dies früher schon in entsprechendem Falle geschehen ist.[2]) Es ergiebt sich eine sehr starke Abnahme von w mit steigender i, wie z. B. die vierte Zeile von Tab. II zeigt. Die dort angegebenen Zahlen sind obere Grenzen, welche dem Fall entsprechen, dass der Strom nur durch einen Cylinder von gleicher Höhe mit der Drahtelectrode fliesst; fügt man noch Halbkugeln um das Ende des Drahtes hinzu, so erhält man untere Grenzwerthe, die das 0,985 fache der oberen betragen.

Weiterhin kann jetzt auch zahlenmässig angegeben werden, um wieviel diese Abhängigkeit des Widerstandes von der Intensität alle diejenigen Bestimmungen der galvanischen Polarisation fehlerhaft macht, welche auf Anwendung des Ohm'schen Gesetzes unter Voraussetzung constanten Widerstandes beruhen. Alle diese Methoden setzen ausgesprochen oder stillschweigend die Potentialdifferenz zwischen den Electroden einer Zersetzungszelle $p = \pi + iw$, wo π, die Polarisation, und w der Widerstand, von i unabhängig sein sollen. Thatsächlich ist aber der Widerstand von i abhängig, und es ist für zwei ver-

1) Vgl. H. Jahn, Zeitschr. f. physik. Chem. **18.** p. 399. 1895; Wied. Electric. **2.** p. 342.

2) F. Richarz, Wied. Ann. **47.** p. 575. 1892.

schiedene Intensitäten $p_1 = \mathfrak{p} + i_1 \mathfrak{w}_1$; $p_2 = \mathfrak{p} + i_2 \mathfrak{w}_2$. Bei fälschlicher Voraussetzung constanten Widerstandes wird gesetzt: $p_1 = \pi + i_1 w$; $p_2 = \pi + i_2 w$.

Setzt man $\pi - \mathfrak{p} = b$, so ist b der Fehler, um welchen der scheinbare Polarisationswerth π grösser ist als der wahre $\mathfrak{p}$, und dieser Fehler ergiebt sich aus $b(1/i_2 - 1/i_1) = \mathfrak{w}_1 - \mathfrak{w}_2$. In der fünften Zeile von Tab. II sind die für jene Beobachtungsreihe berechneten Werthe von b angegeben; sie steigen bis auf rund 1,7 Volt. Einen noch grösseren Werth ergeben die Messungen für 4,5 und 5,0 Amp. der in Tab. I mit (2) bezeichneten Reihe, nämlich 2,093 Volt. Als untere Grenzwerthe dieser Berechnung würde sich, wie bei $\mathfrak{w}$, das 0,985 fache ergeben, also statt 2,093 Volt mindestens 2,06 Volt. Die Methoden zur Bestimmung der galvanischen Polarisation, welche constanten Widerstand voraussetzen, müssen dieselbe also bis um 2,06 Volt zu gross ergeben. Nimmt man den mit dem Pendelunterbrecher[1]) gefundenen Maximalwerth der Polarisation von 2,9 Volt als den richtigen an, so würde vollkommen erklärt sein, dass jene Methoden Werthe bis zu 5,0 Volt ergeben können. Die Bedeutung irgend welcher anderer Umstände soll ganz dahingestellt bleiben; nachgewiesen ist nur, dass die Erwärmung durch ihre Abhängigkeit von der Intensität den angegebenen Einfluss auf Widerstand und auf das Ergebniss der bezeichneten Polarisationsmessungen haben muss.

Greifswald, Physik. Inst. d. Univ., Juli 1897.

---

1) Richarz, Wied. Ann. **39.** p. 67 u. 201. 1890; Wied. Electric. **2.** p. 707.

38. *Einfache Demonstration des Zeeman'schen Phänomens; von Walter König.*

Vor kurzem habe ich einige Abänderungen der von Hrn. Zeeman benutzten Versuchsanordnung beschrieben, die den Zweck hatten, die subtilen Vorgänge an den Spectrallinien magnetisirter Flammen leichter und sicherer zur Wahrnehmung zu bringen. Aber der Aufbau der Apparate bei diesen Versuchen ist doch ziemlich umständlich, und die Nothwendigkeit, ein Rowland'sches Gitter zu benutzen, macht die Kenntniss dieser Erscheinungen nicht jedem zugänglich. Eine einfache Demonstration dürfte daher von Nutzen sein. Eine solche erblicken die Herren Egoroff und Georgiewsky in der von ihnen entdeckten Thatsache[1]), dass das von einer magnetisirten Flamme ausgehende Licht partiell polarisirt ist. Aber es erscheint mir zweifelhaft, ob man berechtigt ist, diese Thatsache als eine unmittelbare Erscheinungsform des Zeeman'schen Effectes hinzustellen. Vielmehr will es mir scheinen, als ob diese Versuche selbst noch einer Erklärung bedürften. Ich habe schon in meiner ersten Mittheilung darauf hingewiesen, dass nach der Lorentz-Zeeman'schen Theorie die Wirkung der Magnetisirung auf die Lichtschwingungen nicht in einer Veränderung ihrer Richtung, sondern nur in einer Veränderung ihrer Schwingungsdauer besteht, dass infolgedessen der eigenthümliche Polarisationszustand nur bei Trennung der verschiedenen Lichtarten beobachtet werden kann, während die Gesammtheit des ausgesandten Lichtes unpolarisirt erscheinen muss. Wenn gleichwohl von den Herren Egoroff und Georgiewsky eine geringe partielle Polarisation an dem Lichte der magnetisirten Flamme gefunden wurde — eine Beobachtung, die sich in der That sehr leicht bestätigen lässt — so dürfte darin entweder eine durch besondere Umstände zu Stande kommende secundäre Wirkung des Zeeman-

1) Egoroff und Georgiewsky, Compt. rend. **124.** p. 748. 949. 1897.

Effectes zu erblicken sein, oder — wenn man diesen Versuch als Beweis einer richtenden Wirkung des Magnetismus auf die Lichtschwingungen ansprechen könnte — so wäre das eben etwas Neues, etwas Anderes als der Zeeman'sche Effect. Die erste Auffassung dürfte die richtigere sein (vgl. den Schluss dieser Mittheilung). Dagegen kann man zu einer fast ebenso einfachen, aber ganz directen und unzweideutigen Darstellungsform des Zeeman'schen Phänomens durch folgende Ueberlegung gelangen.

Eine Natronflamme absorbirt das Licht einer zweiten Natronflamme, wenn die Temperaturen der glühenden Dämpfe passend regulirt werden. Befindet sich die zweite Flamme, die Emissionsflamme, zwischen den Polen eines starken Electromagneten, die erste Flamme dagegen, die Absorptionsflamme, ausserhalb des magnetischen Feldes, so werden beim Erregen des Magnetismus in der Emissionsflamme neue Schwingungen von anderen Wellenlängen hervorgerufen, die von der Absorptionsflamme nicht absorbirt werden. Waren also die beiden Flammen vorher so regulirt, dass die Emissionsflamme, durch die Absorptionsflamme gesehen, dunkel erschien, so muss sie im Moment des Stromschlusses wieder hell werden. Diese Thatsache allein würde allerdings kein unzweifelhafter Beweis des Zeeman'schen Effectes sein, da die beobachtete Aufhellung auch die Folge einer durch die Magnetisirung bedingten Veränderung der Flammenform und damit der Temperatur des Dampfes sein könnte. Aber diese neuen, nicht absorbirten Bestandtheile des Lichtes haben ausserdem einen bestimmten Polarisationszustand. Beobachtet man in Richtung der magnetischen Kraftlinien, so ist ein solcher allerdings an dem durch die Absorptionsflamme hindurchgegangenen Lichte nicht nachweisbar, weil dieses Licht aus zwei Hälften von entgegengesetzt circularpolarisirtem Charakter besteht. In dieser Richtung also ist die vorzuschlagende Versuchsanordnung nicht brauchbar. Beobachtet man dagegen senkrecht zu den Kraftlinien, so haben beide Hälften den gleichen, geradlinigen Polarisationszustand, folglich muss das ganze, durch die Absorptionsflamme hindurchgehende Licht geradlinig polarisirt sein, und zwar mit einer zu den magnetischen Kraftlinien senkrechten Schwingungsrichtung.

Die Ausführung dieser Versuche ist ausserordentlich einfach; nur die richtige Abgleichung der beiden Flammen bietet eine gewisse Schwierigkeit. Vielleicht würde das alte Bunsen'sche Zerstäubungsverfahren in der von Gouy und von Ebert verbesserten Form[1]) am sichersten zum Ziele führen. Aber die Zusammensetzung und Bedienung dieser Apparate ist doch zu umständlich, um sie bei einer „einfachen Demonstration" zu verwenden. Nach mancherlei Versuchen habe ich zunächst für die Herstellung der Absorptionsflamme ein bequemes und sicheres Mittel in der abkühlenden Wirkung von Drahtnetzen gefunden. Deckt man ein Drahtnetz über eine Bunsenflamme, etwa in der Mitte der Flammenhöhe und bringt in den unteren Theil eine Kochsalzperle, so leuchten die über dem Drahtnetz aufsteigenden Natriumdämpfe nur noch ganz schwach und absorbiren das Licht einer anderen, mässig hellen Kochsalzflamme vollständig. Um bei der Betrachtung dieser Absorptionswirkung des oberen Theiles der Flammen nicht durch die intensive Helligkeit des unteren Theiles und durch die Rothgluth des Drahtnetzes gestört zu werden, empfiehlt es sich, die Flamme mit einem Blechcylinder zu umgeben, der einen seitlichen Schlitz zur Einführung der Perle hat, und das Drahtnetz in diesen Cylinder einzulegen, etwa 2 cm unter dem oberen Rande. Aus dem Cylinder erhebt sich dann eine breite, ganz matt leuchtende Flamme von starker und gleichmässiger Absorptionskraft.

Auch für die Emissionsflamme lässt sich die abkühlende Wirkung eines Drahtnetzes mit einigem Vortheil verwenden, um zu verhindern, dass die Dämpfe zu heiss werden und das Licht zu viel von seiner Homogenität verliert. Natürlich bringt man hier die Perle in den oberen Theil der Flamme oder direct auf das Drahtnetz. Doch kann man, wenn man eine richtig functionirende Absorptionsflamme hat, auch durch einfaches Verschieben der Perle in der Emissionsflamme diese mit Leichtigkeit so reguliren, dass sie durch die Absorptionsflamme gesehen völlig farblos erscheint.

Mit Hülfe der beschriebenen Form der Absorptionsflamme kann man die Absorptionswirkungen glühender Dämpfe sehr

[1]) H. Ebert, Wied. Ann. 32. p. 443. 1887.

leicht auch einem grösseren Auditorium demonstriren. Man stellt zu dem Ende die Absorptionsflamme vor eine grössere matte Glasscheibe, die man von hinten her mit einer oder mehreren passend regulirten Emissionsflammen erleuchtet. Die Absorptionsflamme erscheint dann dunkel auf dem hellen Grunde der Glastafel. Vor dem bekannten Bunsen'schen Apparate zur Demonstration des Kirchhoff'schen Absorptionsgesetzes hat die hier beschriebene Form des Versuches nur den Vorzug, in grösseren Dimensionen ausführbar zu sein. Noch frappirender wird der Versuch, wenn man die Emissionsflammen noch mit einem zweiten, andersfarbigen Salze, etwa mit Lithium oder Thallium färbt. Dann erscheint die Absorptionsflamme vor der Glastafel in der Farbe dieses zweiten Salzes, roth oder grün, auf röthlich-gelbem oder grünlich-gelbem Grunde.

Für die Beobachtung des Zeeman-Effectes fällt natürlich die Glasscheibe fort, damit man den Polarisationszustand der Emissionsflamme untersuchen kann. Man blickt direct durch die vor dem Magneten stehende Absorptionsflamme nach der zwischen den Polen stehenden Emissionsflamme. Um den Polarisationszustand wahrzunehmen, bedient man sich einer dichroskopischen Lupe, oder eines einfachen, doppelbrechenden Prismas, das von der durch die Absorptionsflamme gesehenen Emissionsflamme zwei nebeneinander liegende Bilder entwirft. War die Emissionsflamme auf Farblosigkeit regulirt, so leuchtet beim Schliessen des Stromes nur das eine der beiden Bilder auf, und zwar dasjenige, dessen Schwingungen sich in verticaler Richtung vollziehen. Färbt man die Emissionsflamme noch mit einem zweiten Salze, so erhält man den Effect gewissermaassen in Form eines Dichroismus der Flamme, indem die beiden Bilder alsdann durch die Einwirkung des Magnetismus verschiedene Farbennuancen erhalten.

Bei richtiger Regulirung der beiden Flammen ist die Polarisation des durch die Absorptionsflamme hindurchgehenden Lichtes eine vollständige und unterscheidet sich scharf von der theilweisen Polarisation, welche die Emissionsflamme bei directer Betrachtung zeigt. Beobachtet man die magnetisirte Flamme mit einem Savart'schen Polariskop, und schiebt während der Beobachtung die Absorptionsflamme dazwischen,

so werden die vorher nur schwach sichtbaren Interferenzstreifen sofort deutlich und vollkommen dunkel. Ist die Emissionsflamme noch mit Lithium gefärbt, so erscheinen die dunklen Streifen in der rothen Farbe des Lithiums.

Die von den Herren Egoroff und Georgiewsky gefundene theilweise Polarisation der magnetisirten Flamme erscheint bei der zuletzt beschriebenen Versuchsanordnung als die unvollständige Ausbildung des hier behandelten, vollständigen Absorptionseffectes, und in der That dürfte wohl die Erklärung jener Beobachtungen auf diesem Wege, d. h. in der Eigenabsorption der Flamme zu suchen sein. Für diese Auffassung spricht vor allem der Umstand, dass die Herren Egoroff und Georgiewsky die theilweise Polarisation bei den Funkenspectren der Metalle nur an den umgekehrten Linien gefunden haben, und ebenso spricht der andere Umstand dafür, dass der Betrag des polarisirten Antheils bei der Natriumflamme mit der Temperatur veränderlich gefunden wurde. Beides deutet darauf hin, dass besondere Verhältnisse in der Flamme die partielle Polarisation als Folge des Zeeman-Effectes auftreten lassen.

Frankfurt a. M., Institut d. Phys. Vereins, Sept. 1897.

39. *Ueber die Beweglichkeit von nicht dissociirten und dissociirten Molecülen; von Hans Euler.*

Im Jahre 1858 hat G. Wiedemann[1]) zum ersten Mal auf den Einfluss hingewiesen, welchen die Reibung gelöster Molecüle und Ionen auf die Diffusionsgeschwindigkeit und auf die Leitfähigkeit ausübt.

„Der Leitungswiderstand eines Electrolyten," sagt dieser Forscher, „bildet ein Maass für die Bewegungshindernisse, welche die Ionen bez. das Salz bei ihrer Verschiebung treffen."

Diese Anschauungen werden von den neueren Theorien festgehalten und begründet, indem die Gesetze von Kohlrausch und Nernst die Leitfähigkeit und die Diffusionsgeschwindigkeit als einfache Functionen der Reibungswiderstände der Ionen und Molecüle darstellen.

Von welchen Eigenschaften der Elemente aber diese jedem Ion und Molecül eigenthümliche Beweglichkeit abhängig ist, darüber haben sich — mit Ausnahme der von Bredig für organische Ionen gefundenen Beziehungen — allgemeine Gesetzmässigkeiten noch nicht ergeben. Insbesondere fehlt ein einfacher Zusammenhang zwischen den Atomgewichten der anorganischen Ionen und ihrer Beweglichkeit.

Anders verhalten sich in dieser Hinsicht die electrisch neutralen Molecüle.

Ich habe die Diffusionsgeschwindigkeit der Halogene nach einer der Scheffer'schen analogen Methode gemessen, worüber ich demnächst in einer besonderen Arbeit berichten werde, und es ergab sich die, wie mir scheint, bemerkenswerthe Thatsache, dass hier die Masse einen deutlich gesetzmässigen Einfluss ausübt. Während die Halogene im Ionenzustand nahezu gleich grosse Wanderungsgeschwindigkeit besitzen, ist der Diffusionscoefficient der Molecüle Cl_2, Br_2, J_2 sowohl in Wasser,

1) G. Wiedemann, Pogg. Ann. **104.** p. 170. 1858.

als auch in anderen Lösungsmitteln *umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus dem Moleculargewicht.*

In der folgenden Tabelle bedeutet D den Diffusionscoefficienten, in $^1/_{10}$-norm. Lösung bestimmt, bei der Temperatur von 12° bez. 16°; $\sqrt{M}$ die Quadratwurzel aus dem Moleculargewicht, und $D.\sqrt{M}$ das Product aus diesen beiden Grössen.

Substanz	Lösungsmittel	D_{12}	$\sqrt{M}$	$D.\sqrt{M}$
Chlor	Wasser	1,22	8,4	10,2
Brom	„	0,8	12,6	10,1
Jod	„	(0,5)	16	(8)
Brom	Benzol	1,75	12,6	22,1
Jod	„	1,41	16	22,6
		D_{16}		
Brom	Schwefelkohlenstoff	3,11	12,6	39,2
Jod	„	2,55	16	40,8

Hüfner[1]) hat für Gase in wässeriger Lösung die gleiche Beziehung zwischen Moleculargewicht und Diffusionscoefficienten gefunden, und in den meisten Fällen eine auffallend gute Uebereinstimmung mit den erwarteten Zahlen beobachtet.

Gas	D_{12}	$\sqrt{M}$	$D.\sqrt{M}$
CO_2	1,23	6,63	8,15
O_2	1,45	5,65	8,19
N_2	1,55	5,29	8,20
N_2O	1,20	6,63	7,95
Cl_2	0,98	8,42	8;25

Die Gültigkeit dieser Beziehung erstreckt sich indessen nicht nur auf die Gase und Stoffe, welche so analog sind wie die Halogene, sondern es scheint hier ein Gesetz von allgemeiner Gültigkeit vorzuliegen.

Folgende Tabelle enthält sämmtliche bisher bestimmten Diffusionscoefficienten von Nichtelectrolyten, und zeigt, dass die Producte $D.\sqrt{M}$ nicht erheblich voneinander verschieden sind.

1) Hüfner, Wied. Ann. 60. p. 134. 1897.

Substanz	D_{12}	$\sqrt{M}$	$D_{12} \cdot \sqrt{M}$
Rohrzucker	0,29	18,4	5,3
Mannit	0,40	13,5	5,4
Citronensäure	0.41	13,9	5,7
Weinsäure	0,43	12,3	5,3
Traubensäure	0,45	12,3	5,5
Essigsäure	0,76	7,8	5,9
Harnstoff	0,84	7,8	6,5
Chloralhydrat	0,59	12,1	7,1
Aethylalkohol	0,73	6,8	5,0
Ammoniak	1,42	4,12	5,8

Natürlich müssen sich bei der Diffusion ausser der Masse noch andere Einflüsse geltend machen, besonders das Volumen und die Atomzahl des Molecüls, und so kommt es, dass in der letzten Tabelle, in welcher fast nur organische Substanzen grösseren Moleculargewichts aufgeführt sind, das Produkt $D \cdot \sqrt{M}$ kleiner ist, als für die Gase, wo die Atomzahl der Molecüle 3 nicht übersteigt.

Die soeben gezeigte *allgemeine* Abhängigkeit von der Masse unterscheidet wesentlich die Beweglichkeiten geladener und electrisch neutraler Molecüle; da bei den elementaren Ionen, wie schon erwähnt, sich der zu erwartende Zusammenhang mit dem Atomgewicht *nicht* zeigt, so drängt sich die Frage auf: *Wodurch wird jener Einfluss der Masse verdeckt?*

Zur Beantwortung scheint mir eine Hypothese geeignet, deren Grundgedanke in der neueren Literatur[1]) schon mehrfach erwähnt wurde: *Die Hydratation der Ionen.* Ich möchte diese Hypothese folgendermaassen präcisiren.

1. Zugleich mit der Spaltung der Salzmolecüle in Ionen tritt eine Verbindung derselben mit dem Lösungsmittel ein. Es ist wahrscheinlich, dass dieses insofern der primäre Vorgang ist, als die Dissociation durch die Fähigkeit der Ionen bestimmt ist, sich mit dem Lösungsmittel zu verbinden.

2. Eine Ausnahme bilden H und OH; gleichwie Wasser auf seine eigenen Molecüle nicht dissociirend wirkt, so vermag es auch keine Verbindung mit seinen eigenen Ionen einzugehen. Durch diese Annahme wird die exceptionelle Stellung gedeutet,

1) Ostwald, Lehrbuch 2. p. 801.

welche diese Ionen hinsichtlich ihrer Wanderungsgeschwindigkeit in Wasser besitzen, aber in anderen Lösungsmitteln verlieren.[1])

Dass der Wasserstoff wegen seines geringen Moleculargewichtes nicht allein eine ausserordentlich grosse Diffusionsgeschwindigkeit im Molecularzustand besitzt (D_{12} = ca. 6), sondern auch bei weitem die grösste Wanderungsgeschwindigkeit aufweist ($u = 290 \,.\, 10^{-7}$), scheint mir eine bemerkenswerthe Stütze der ausgesprochenen Behauptung zu sein.

Ausserdem wird so eine Reihe anomaler Dissociationserscheinungen an Säuren verständlich, wie ich an einer anderen Stelle zeigen werde.

3. Die Menge des sich anlagernden Lösungsmittels bestimmt sehr wesentlich die Beweglichkeit der einfacheren Ionen; und zwar sowohl die absolute Menge, welche bei den verschiedenen Ionen verschieden ist, als auch die relative Menge, d. h. das Verhältniss der addirten Flüssigkeitsmenge zu der Moleculargrösse und zum Volumen der gelösten Substanz. Demgemäss gewinnt bei den einfacheren Ionen, wie z. B. der Halogene und Metalle das Lösungsmittel einen sehr bedeutenden Einfluss auf die Beweglichkeit, während die complexeren organischen Ionen viel weniger in bezug auf Grösse etc. geändert werden. Der Reibungswiderstand eines solchen Ions, gemessen in absolutem Maass, ist demgemäss, wie Nernst[2]) an einem Beispiel gezeigt hat, etwa der gleiche, wie der eines ähnlich constituirten, nicht dissociirten Molecüls.

Leider finden sich in der Literatur nur wenige zu diesem interessanten Vergleich geeignete Daten, so dass ich vorläufig nur die in folgender Tabelle zusammengestellten absoluten Werthe der Reibungswiderstände, K, anführen kann. Die Berechnung geschah nach den l. c. abgeleiteten Gleichungen:

$$K = \frac{0{,}892}{u} \quad \text{bez.} \quad \frac{0{,}892}{0} \times 10^4 \text{ kg}$$

und

$$K = \frac{1{,}99}{D}(1 + 0{,}00367\,t) \times 10^9 \text{ kg}\,.$$

---

1) Carrara, Gaz. chim. (1) **26.** p. 119—195. Ref. Z. f. Electrochem. **3.** p. 398.

2) Nernst, Lehrbuch der theor. Chemie, p. 314.

Die vergleichbaren Ionen und Molecüle finden sich in je einer Horizontalreihe.

Anion bez. Kation der	Mol.-Gew.	v bezw. $u \cdot 10^7$	$K \cdot 10^{-9}$	Diff. Substanz	Mol.-Gew.	D	$K \cdot 10^{-9}$	Temperatur
Cupronsäure	116	17	5,2	Mannit	182	0,38	5,5	10
Essigsäure	59	3,3	2,7	Essigsäure	60	0,90	2,4	18
Weinsäure	149	28	3,2					
Traubensäure	149	28	3,2	Weinsäure	150	0,50	4,2	18
Isobutylschwefelsäure	153	27	3,3	Traubensäure	150	0,52	4,1	18
I. Ammoniumhydroxyds	18	60	1,5	Ammoniak	17	1,64	1,3	

Herrn Professor Nernst erlaube ich mir für seine vielfache Anregung und freundliche Unterstützung meinen ergebensten Dank auszusprechen.

Nachtrag. Nach einer Untersuchung von S. U. Pickering[1]), die ich nach Einsendung des Manuscriptes dieser Mittheilung fand, ergiebt die Diffusionsgeschwindigkeit mit der Wurzel aus dem Moleculargewicht *kein* constantes Produkt. Ich werde dieses von meinen Ergebnissen abweichende Resultat in einer bald erscheinenden ausführlichen Arbeit über Diffusion besprechen.

Göttingen, Inst. f. phys. Chem. u. Elektrochem. Aug. 1897.

1) On the diffusion of Substances in Solution. Phil. Mag. (5) **35**. p. 127. 1893.

40. *Ueber den Einfluss magnetischer Kräfte auf die Emission des Lichtes; von H. A. Lorentz.*

§ 1. Hr. Zeeman hat in seinen Mittheilungen[1]) über die Spectrallinien einer in ein magnetisches Feld gestellten Lichtquelle die einfache Theorie entwickelt, mittels welcher sich die von ihm entdeckten Erscheinungen erklären und zum Theil vorhersagen liessen. Beschränkt man sich auf eine einzige Spectrallinie, so genügt es anzunehmen, dass jedes leuchtende Molecül (oder Atom) ein einziges bewegliches Ion enthalte, welches, sobald es seine Gleichgewichtslage verlassen hat, durch eine der Verschiebung proportionale, aber von deren Richtung unabhängige Kraft nach dieser Lage zurückgetrieben wird. Alle Bewegungen eines solchen Ions lassen sich zerlegen in geradlinige Schwingungen in Richtung der Kraftlinien und kreisförmige Schwingungen senkrecht zu denselben. Die Schwingungsdauer der ersteren wird durch die magnetische Kraft nicht beeinflusst, die Periode der letzteren dagegen, je nach der Richtung des Umlaufes, um einen bestimmten Betrag verlängert oder verkürzt. So erklären sich in einfachster Weise die von Zeeman beobachteten doppelten und dreifachen Linien, sowie die dabei bestehenden Polarisationsverhältnisse.

Es liegt nun aber der Gedanke nahe, dass die leuchtenden Theilchen wohl viel complicirter gebaut seien, und es erhebt sich also die Frage, ob die obigen einfachen Annahmen auch wirklich *nothwendig* seien. Eine Beantwortung dieser Frage soll im Folgenden gegeben werden, freilich nicht ohne eine gewisse Einschränkung. Ich werde z. B. absehen von den durch die beweglichen Ionen selbst hervorgerufenen magnetischen Kräften.

§ 2. Wir betrachten ein leuchtendes Molecül als ein materielles System, für welches ein Zustand stabilen Gleich-

1) Zeeman, Zittingsverslagen der Akad. v. Wet. te Amsterdam, **5.** p. 181. 242. 1896; **6.** p. 13. 99. 1897; Phil. Mag. (5) **43.** p. 226; **44.** p. 55. 255. 1897.

gewichtes besteht und dessen Configuration und Lage sich durch n allgemeine Coordinaten $p_1, \ldots . p_n$ bestimmen lassen. Diese Coordinaten seien sämmtlich Null in dem Gleichgewichtszustande und sollen bei den zu betrachtenden Bewegungen nur unendlich kleine Werthe erreichen. Die kinetische Energie T lässt sich dann als eine homogene quadratische Function der Geschwindigkeitscomponenten $\dot{p}$, mit constanten Coefficienten, darstellen. Befindet sich das Molecül nicht in einem magnetischen Felde, so sollen nur innere Kräfte wirken, welchen die potentielle Energie U entspricht, und zwar sei diese letztere eine homogene quadratische Function der Coordinaten, ebenfalls mit constanten Coefficienten. Die Coordinaten können und sollen so gewählt werden, dass T nur Quadrate der $\dot{p}$, und U nur Quadrate der p enthält, dass also

$$T = \tfrac{1}{2}(a_1 \dot{p}_1^{\,2} + a_2 \dot{p}_2^{\,2} + \ldots + a_n \dot{p}_n^{\,2}),$$

und

$$U = \tfrac{1}{2}(b_1 p_1^{\,2} + b_2 p_2^{\,2} + \ldots + b_n p_n^{\,2})$$

ist. Es sind dann, unabhängig voneinander, p_1, p_2, .. p_n periodischer Veränderungen fähig, und es sind die Schwingungszahlen[1]) dieser „Hauptschwingungen"

$$k_1 = \sqrt{\frac{b_1}{a_1}}, \quad k_2 = \sqrt{\frac{b_2}{a_2}}, \quad \ldots . \quad k_n = \sqrt{\frac{b_n}{a_n}}.$$

Diese Werthe werden, wenn sie alle voneinander verschieden sind, ebenso vielen Spectrallinien entsprechen.

Nach der electromagnetischen Lichttheorie hat man sich nun vorzustellen, dass das schwingende System electrische Ladungen enthalte, die an der Bewegung theilnehmen und deren Lage durch die Coordinaten p mitbestimmt ist. Gäbe es nur ein einziges, während längerer Zeit ungestört fortschwingendes Molecül, so müsste offenbar das in einen Punkt des umgebenden Aethers anlangende Licht in bestimmter Weise polarisirt sein. Dass dennoch Lichtquellen mit vielen Molecülen unpolarisirte Strahlen aussenden, ist in bekannter Weise zu erklären.

§ 3. Es soll jetzt untersucht werden, wie die Schwingungszahlen sich ändern, wenn das Molecül sich in einem

1) Unter Schwingungszahl verstehe ich die Zahl der Schwingungen in der Zeit 2π.

homogenen Magnetfelde befindet. Die Bewegungsgleichungen lauten dann

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial \dot{p}_1}\right) - \frac{\partial T}{\partial p_1} = -\frac{\partial U}{\partial p_1} + P_1, \text{ etc.,}$$

und zwar rühren die allgemeinen Kraftcomponenten $P_1, \ldots P_n$ von den Elementarkräften her, die im magnetischen Felde auf die Ionen (oder auf die electrisch geladenen Volumelemente) wirken. Jede derartige Elementarkraft ist bekanntlich der Ladung proportional und wird für die Einheit der Ladung durch das Vectorproduct der Geschwindigkeit $\mathfrak{v}$ des Ions und der magnetischen Kraft $\mathfrak{H}$ gegeben; ihre Componenten nach drei Coordinatenaxen sind folglich homogene und lineare Functionen, einerseits der Componenten $\mathfrak{v}_x$, $\mathfrak{v}_y$, $\mathfrak{v}_z$, andererseits der Componenten $\mathfrak{H}_x$, $\mathfrak{H}_y$, $\mathfrak{H}_z$. Beachtet man nun weiter, in welcher Weise die rechtwinkligen Componenten der Elementarkräfte in die P eingehen, so zeigt es sich, dass n Gleichungen von der Form

$$(1) \qquad \begin{cases} P_1 = c_{1\cdot 1}\,\dot{p}_1 + c_{1\cdot 2}\,\dot{p}_2 + \ldots + c_{1\cdot n}\dot{p}_n, \\ P_2 = c_{2\cdot 1}\,\dot{p}_1 + c_{2\cdot 2}\,\dot{p}_2 + \ldots + c_{2\cdot n}\dot{p}_n, \\ \text{etc.} \end{cases}$$

bestehen müssen.

Die Coefficienten c sind noch homogene, lineare Functionen von $\mathfrak{H}_x$, $\mathfrak{H}_y$, $\mathfrak{H}_z$; übrigens sind sie, aus demselben Grunde wie a und b, als constant zu betrachten.

Aus (1) folgt für die Arbeit der Kräfte während der Zeit dt:

$$[c_{1\cdot 1}\dot{p}_1^{\,2} + c_{2\cdot 2}\dot{p}_2^{\,2} + \ldots + (c_{1\cdot 2} + c_{2\cdot 1})\dot{p}_1\dot{p}_2 + \ldots]\,dt.$$

Da nun jede Elementarkraft senkrecht steht auf der Bewegungsrichtung des Ions, muss dieser Ausdruck für alle Werthe der $\dot{p}$ verschwinden. Es ist also:

$$c_{1\cdot 1} = c_{2\cdot 2} = \ldots = c_{n\cdot n} = 0,$$

und

$$(2) \qquad c_{r\cdot s} = -\,c_{s\cdot r}.$$

Die Bewegungsgleichungen werden schliesslich

$$(3) \qquad \begin{cases} a_1\ddot{p}_1 + b_1 p_1 - (c_{1\cdot 2}\dot{p}_2 + c_{1\cdot 3}\dot{p}_3 + \ldots + c_{1\cdot n}\dot{p}_n) = 0, \\ a_2\ddot{p}_2 + b_2 p_2 - (c_{2\cdot 1}\dot{p}_1 + c_{2\cdot 3}\dot{p}_3 + \ldots + c_{2\cdot n}\dot{p}_n) = 0, \\ \text{etc.} \end{cases}$$

§ 4. Um die Perioden der Hauptschwingungen zu bestimmen, setze man in diese Gleichungen

$p_1 = \mu_1 e^{lt}$, $p_2 = \mu_2 e^{lt}$, ... $p_n = \mu_n e^{lt}$ (μ und l constant)

und eliminire $\mu_1, \ldots \mu_n$. Die resultirende Gleichung wird ziemlich einfach, wenn man unter Berücksichtigung von (2) alle Glieder, die in Bezug auf die Coefficienten c von höherem als dem zweiten Grade sind, vernachlässigt; man ist hierzu berechtigt, da ja erfahrungsgemäss magnetische Kräfte nur sehr kleine Aenderungen der Perioden hervorrufen.

Zur Abkürzung bezeichne ich mit Π das Product $(l^2 + k_1^2)(l^2 + k_2^2) \ldots . (l^2 + k_n^2)$ und mit $\Pi_{r \cdot s}$ das Product, das man erhält, wenn man in Π die Factoren $l^2 + k_r^2$ und $l^2 + k_s^2$ fortlässt. Die gesuchte Gleichung wird dann

$$\Pi + S l^2 = 0, \tag{4}$$

wo S die Summe aller Grössen von der Form

$$\frac{c^2_{r \cdot s}}{a_r a_s} \Pi_{r \cdot s},$$

also

$$S = \frac{c^2_{1 \cdot 2}}{a_1 a_2} \Pi_{1 \cdot 2} + \frac{c^2_{1 \cdot 3}}{a_1 a_3} \Pi_{1 \cdot 3} + \ldots + \frac{c^2_{2 \cdot 3}}{a_2 a_3} \Pi_{2 \cdot 3} + \ldots$$

ist.

Als Unbekannte wollen wir l^2 betrachten. Für $S = 0$ reducirt sich die Gleichung auf $\Pi = 0$; sie hat dann die Wurzeln $-k_1^2, \ldots -k^2_n$. Will man nun wissen, was unter dem Einflusse des magnetischen Feldes aus einer der Spectrallinien wird, so hat man nur zu untersuchen, wie die zugehörige Wurzel, etwa $-k_1^2$, durch das Glied Sl^2 in (4) geändert wird. Bei der Berechnung beschränke ich mich auf eine erste Annäherung, indem ich Glieder mit höheren Potenzen der Coefficienten c neben solchen mit niedrigeren Potenzen vernachlässige. Für die erste Wurzel von (4) ergiebt sich nun, *wenn die Zahlen* $k_2, \ldots k_n$ *alle von* k_1 *verschieden sind,*

$$l^2 = -k_1^2 + k_1 \delta,$$

wo

$$\delta = \left[\frac{c^2_{1 \cdot 2}}{a_1 a_2 (k_2^2 - k_1^2)} + \frac{c^2_{1 \cdot 3}}{a_1 a_3 (k_3^2 - k_1^2)} + \ldots . + \frac{c^2_{1 \cdot n}}{a_1 a_n (k_n^2 - k_1^2)} \right] k_1 \tag{5}$$

ist.

Für l selbst folgt hieraus der imaginäre Werth $i(k_1 - \frac{1}{2}\delta)$, und für die Schwingungszahl

$$k_1 - \tfrac{1}{2}\delta.$$

In einer Lichtquelle mögen sich nun sehr viele gleiche, aber in allen möglichen Weisen orientirte leuchtende Theilchen befinden. In jedem derselben legen wir ein Coordinatensystem so, dass jedes Molecül dieselbe Lage gegen sein Coordinatensystem hat. Es sind dann bei allen Theilchen $c_{1.2}, \ldots c_{1.n}$ dieselben linearen Functionen von $\mathfrak{H}_x$, $\mathfrak{H}_y$ und $\mathfrak{H}_z$, und es ist daher nach (5) die Aenderung der Schwingungszahl bei allen dieselbe quadratische Function jener Componenten. Weil aber $\mathfrak{H}_x$, $\mathfrak{H}_y$ und $\mathfrak{H}_z$ für die verschieden gerichteten Theilchen nicht gleich sind, wird die Grösse $-\frac{1}{2}\delta$ alle Werthe zwischen zwei bestimmten Grenzen erhalten (die entweder gleiche oder entgegengesetzte Vorzeichen haben), d. h. die Spectrallinie wird eine Verbreiterung — und im allgemeinen wohl auch eine Verschiebung — erleiden. Diese Wirkung würde von dem Quadrate von $\mathfrak{H}$ abhängen, und wahrscheinlich bei den erreichbaren Feldstärken zu schwach sein, um beobachtet werden zu können.[1])

§ 5. Die Wirkung wird eine andere, wenn eine — und *nur* eine — der Zahlen $k_2, \ldots k_n$ der ersten k_1 gleich ist. Ist $k_2 = k_1$ und entsprechen also der ersten Spectrallinie zwei gleiche Wurzeln $-k_1^2$ und $-k_2^2$ der Gleichung $\Pi = 0$, so hat die Gleichung (4) die Wurzeln

$$l^2 = -k_1^2 \pm \frac{c_{1.2}\, k_1}{\sqrt{a_1 a_2}}.$$

Die hierzu gehörigen Schwingungszahlen sind

$$k_1 \mp \frac{c_{1.2}}{2\sqrt{a_1 a_2}},$$

sodass jetzt die Schwingungszahlen geändert werden um Grössen, die der ersten Potenz von $\mathfrak{H}$ proportional sind.

Wir wollen jedoch bei diesem Fall nicht länger verweilen

1) Solange nämlich in den Gleichungen (3) die Glieder mit c sehr klein sind gegen die mit a, wird der Werth (5) sehr viel kleiner sein als die im § 6 berechneten und wirklich beobachteten Aenderungen der Schwingungszahlen.

da er, ebensowenig wie der vorhergehende, mit den bis jetzt beobachteten Erscheinungen übereinstimmt.

§ 6. Hr. Zeeman hat nämlich gefunden, dass eine Spectrallinie sich durch die Wirkung des magnetischen Feldes in *drei* Componenten spaltet. Die Gleichung (4) muss also drei sehr wenig voneinander verschiedene Wurzeln haben; da nun diese für $\mathfrak{H} = 0$ zusammenfallen, so muss die Gleichung $\Pi = 0$ drei gleiche Wurzeln besitzen. Und wirklich erklären sich die Beobachtungen, wenn wir annehmen, dass *zwei* den Zahlen $k_2, \ldots k_n$ der ersten k_1 gleich seien. Ist nämlich $k_2 = k_3 = k_1$, so enthält jedes Glied der Gleichung (4) den Factor $l^2 + k_1^2$; der Werth $-k_1^2$ ist also noch immer eine Wurzel, d. h. im Spectrum wird sich noch immer eine Linie an der ursprünglichen Stelle zeigen. Um die anderen wenig von $-k_1^2$ verschiedenen Wurzeln zu finden, ersetzen wir in (4) die kleine Grösse Sl^2 durch $-Sk_1^2$, dividiren durch $l^2 + k_1^2$ und behalten in S selbst nur die Glieder mit $\Pi_{1.2}$, $\Pi_{1.3}$ und $\Pi_{2.3}$ bei. Man kann dann schliesslich noch durch $(l^2 + k_4^2) \ldots (l^2 + k_n^2)$ dividiren, und erhält

$$(l^2 + k_1^2)^2 = k_1^2 \left(\frac{c^2_{1.2}}{a_1 a_2} + \frac{c^2_{2.3}}{a_2 a_3} + \frac{c^2_{3.1}}{a_3 a_1} \right),$$

und für die Schwingungsdauer

$$k_1 \pm \tfrac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{c^2_{1.2}}{a_1 a_2} + \frac{c^2_{2.3}}{a_2 a_3} + \frac{c^2_{3.1}}{a_3 a_2} \right)}. \tag{6}$$

Damit nun eine dreifache Linie mit scharfen Componenten auftrete ist noch Eines nothwendig. Es muss nämlich der Ausdruck (6) für alle Molecüle denselben Werth haben, was nur möglich ist, wenn die eingeklammerte Grösse die Gestalt $C(\mathfrak{H}_x^2 + \mathfrak{H}_y^2 + \mathfrak{H}_z^2)$ annimmt. Leuchtende Theilchen, für welche auch dieses zutrifft, bei welchen also *erstens* drei Hauptschwingungen gleiche Perioden haben, und *zweitens* der Einfluss der magnetischen Kraft auf die Schwingungszahlen unabhängig von der Orientirung ist, will ich „isotrop in Bezug auf die betreffende Spectrallinie" nennen. Das einfachste Beispiel eines derartigen Theilchens ist nun gerade das bewegliche Ion, von dem im § 1 die Rede war. Doch lassen sich auch andere Beispiele ersinnen. Eine deformirbare elastische Kugel, in welcher electrische Ladungen in symmetrischer Weise vertheilt sind, genügte

offenbar ebenso gut den gestellten Bedingungen, und, wie ich glaube, liessen sich durch die Annahme solcher Kugeln auch die Polarisationserscheinungen erklären.

§ 7. Die vorstehenden Betrachtungen lassen die Möglichkeit bestehen, dass eine Spectrallinie durch eine magnetische Kraft gar nicht oder in ganz anderer Weise als Zeeman es beobachtet hat, geändert wird. Sollte es sich aber herausstellen, dass *alle* Linien einer Lichtquelle sich in drei Componenten spalten, so hätte man anzunehmen, dass die leuchtenden Theilchen in Bezug auf alle Spectrallinien isotrop seien. Dieses lässt sich noch in verschiedener Weise denken. Einerseits kann man sich ein Molecül vorstellen, das verschiedene voneinander getrennte isotrope Gebilde, je mit einem einzigen beweglichen Ion (§ 1) enthält, und jedem dieser Gebilde das Entstehen einer Spectrallinie zuschreiben, andererseits sind Systeme denkbar, die, wie die obengenannten Kugeln, verschiedener Hauptschwingungen fähig und in Bezug auf jede derselben isotrop sind.

Jedenfalls darf man sich, wie mir scheint, für die Kenntniss der Lichtemission viel von der weiteren Erforschung der von Zeeman entdeckten Erscheinungen versprechen.

Leiden, September 1897.

41. *Ueber electrischen und magnetischen Wind; von O. Lehmann.*

Der beim Ausströmen der Electricität aus einer Spitze auftretende „electrische Wind", welcher nach Beccaria (1771) deutlich durch Rauch sichtbar gemacht werden kann, wurde im vorigen Jahrhundert als eine Folge der abstossenden Wirkung der electrisirten Spitze auf die Lufttheilchen, welche an der Spitze gleichartige Electricität aufgenommen haben, betrachtet.

Noch vor 45 Jahren hat G. Wiedemann (in Gemeinschaft mit R. Rühlmann) versucht, in ähnlicher Weise auch den Durchgang der Electricität durch Gase in Form der „leuchtenden Entladung" zu erklären.[1]) Die leuchtende Entladung würde sich nach dieser (im Princip von Beccaria[2]) herrührenden) sogenannten Convectionstheorie von der Entladung in Form des electrischen Windes nur dadurch unterscheiden, dass „die von der Electrode fortgetriebenen Gastheilchen mit der in ihnen enthaltenen Electricität durch das umgebende Medium auf grössere Entfernungen *mit einer so grossen Geschwindigkeit, dass dieselbe einer bis zum Leuchten gesteigerten Temperaturerhöhung entspräche, fortgeschleudert werden.*"

G. Wiedemann[3]) hat später auf Grund verschiedener damit nicht übereinstimmender Versuchsergebnisse die Convectionstheorie wenigstens für den positiven Theil der leuchtenden Entladung in verdünnten Gasen wieder zurückgezogen, während sie durch Crookes[4]) für den negativen Theil (das negative Glimmlicht) zur Theorie der „strahlenden Materie"[5]) erweitert und umgestaltet wurde.

---

1) Vgl. G. Wiedemann, Electricität (2) **4.** p. 576. 1885.

2) Vgl. Cavallo, Vollst. Abhandl. über die Electricität, aus dem Englischen. Leipzig 1885. p. 164.

3) G. Wiedemann, l. c. p. 580.

4) Crookes, Phil. Trans. **1.** p. 135. 1879.

5) Der Begriff „strahlende Materie" wurde bereits von Faraday eingeführt.

Heute ist auf Grund zahlreicher Einwendungen (insbesondere von E. Wiedemann) auch die Crookes'sche Hypothese, wenn auch nicht allgemein, so doch wohl von der Mehrzahl deutscher Physiker aufgegeben, ja selbst zur Erklärung des „electrischen Windes" darf nach Ansicht vieler Autoritäten die alte Convectionstheorie nicht mehr beigezogen werden.

Während man es im vorigen Jahrhundert als ganz selbstverständlich und durch einfache unwiderlegliche Experimente als sichergestellt erachtete, dass die Luft wie jeder andere Körper electrisch gemacht werden könne[1]), äusserte schon Faraday[2]), obschon er an der Convectionstheorie festhielt, Bedenken darüber, ob es zulässig sei, der Luft, welche sich sonst als *vollkommener Isolator* verhält, die Fähigkeit zuzuschreiben, unter besonderen Verhältnissen Electricität aufzunehmen und in neuerer Zeit glaubte Nahrwold[3]) auf Grund eingehender Untersuchungen geradezu (wenn auch nicht mit voller Sicherheit) nachgewiesen zu haben, dass es lediglich in der Luft vorhandener *Staub* ist, welcher als Träger der scheinbaren Electrisirung der Luft betrachtet werden muss.

Heydweiller[4]) hält es auf Grund eigener sorgfältiger Untersuchungen sogar für sicher erwiesen, dass sich Luft nicht electrisiren lasse, und noch in allerneuester Zeit äusserte sich F. Braun[5]): „Die Frage, ob Gase electrisirt werden können, ist, wenigstens von deutschen Forschern, meistens *verneint* worden. Alle Erscheinungen, welche dafür sprechen, wurden aus Staubtheilchen erklärt, mögen sie von vornherein im Gase enthalten gewesen sein, oder erst durch den Act der Electrisirung demselben zugeführt werden."

In schroffem Gegensatze hierzu stehen die von mir geäusserten Ansichten über das Wesen des Entladungsprocesses[6]),

1) Vgl. Cavallo, Vollst. Abhandl. d. Electricität. Leipzig 1785. p. 229.

2) Faraday, Experimentaluntersuchungen. p. 403. § 1406. 1838.

3) Nahrwold, Wied. Ann. **5.** p. 460. 1878; **35.** p. 107. 1888. Auch Warburg's Versuche über Zerstreuung der Electricität (Pogg. Ann. **145.** p. 595. 1872) schienen darauf hinzuweisen, dass dem Staub eine Hauptrolle beim Durchgang der Electricität durch Gase zukommt.

4) Heydweiller, Wied. Ann. **48.** p. 110. 1893.

5) F. Braun, Wied. Ann. **59.** p. 688. 1896.

6) Zusammengestellt in O. Lehmann, Die electrischen Entladungen Halle a. S., W. Knapp 1898.

welche wenigstens für den electrischen Wind sich fast vollständig mit der von Faraday verbesserten alten Convectionstheorie decken und auch bei der leuchtenden Entladung, wenn auch nicht gerade im Sinne der alten Theorie G. Wiedemann's, der electrisirten Luft eine grosse Rolle zuschreiben. Es schien mir aus diesem Grunde nothwendig, vor allem der Erscheinung des electrischen Windes weitere Aufmerksamkeit zuzuwenden und zu prüfen, ob die Convectionstheorie wirklich unrichtig ist und durch eine andere ersetzt werden muss.

Lässt sich die Luft, wie aus den citirten Untersuchungen hervorzugehen scheint, wirklich nicht electrisiren, dann ist allerdings die Convectionstheorie ohne weiteres ausgeschlossen. Indess scheinen mir jene Versuche noch keine endgültige Lösung der Frage zu bieten. Es stehen ihnen insbesondere die sehr eingehenden Untersuchungen von Lord Kelvin (Sir W. Thomson)[1]) und dessen Mitarbeitern entgegen, auch wurde von Asperèn[2]) nachgewiesen, dass Staub ohne Einfluss auf die Stärke des elektrischen Windes ist, also nichts dazu beitragen kann, denselben zu erklären. Diesen Untersuchungen liessen sich noch viele andere anreihen über convective Entladung durch *erhitzte Gase* und *Flammengase*, über Convection an *bestrahlten* Oberflächen, über Fortführung der Electricität durch Luft, welche *Lenardstrahlen* oder *Röntgenstrahlen* ausgesetzt war und ähnliche[3]), welche alle darauf hinweisen, dass auch bei Abwesenheit von Staub die Luft Electricität fortzuführen vermag in der Weise, als ob in derselben einzelne Atome Electricität aufgenommen hätten, dieselbe mechanisch forttransportirten und an einem anderen Orte wieder abgeben, wie es die Convectionstheorie annimmt. Der tiefere Grund, dass dieser Theorie so entschiedener Widerspruch entgegengesetzt wurde, ist darin zu suchen, dass die electrischen Atome, welche dieselbe voraussetzt, sich, wie schon Faraday[4])

1) W. Thomson, Reprint of Papers, Chapt. 296, Proc. Roy. Soc. London **56.** p. 84. 1894; Lord Kelvin u. Maclean, Nature **50.** p. 280. 1894; **57.** p. 622. 1896; Proc. Roy. Soc. London **57.** p. 335. 436. 1895.

2) Asperèn, Beibl. **13.** p. 563. 1888.

3) Siehe die betr. Artikel in O. Lehmann: Electr. Entladungen in Gasen. Halle a. S. 1898. p. 194—215.

4) Faraday, Experimentalunters. **1.** p. 464. § 1622. 1838.

betont, im Princip nicht unterscheiden würden von den Ionen der electrolytischen Theorie und doch ein wesentlicher Unterschied besteht zwischen electrolytischer Leitung und Uebertragung der Electricität durch den electrischen Wind.

Die Theorien von H. v. Helmholtz[1]) und Giese[2]) suchten die Schwierigkeiten zu beseitigen. Darnach sind *die Molecüle als solche nicht electrisirbar*, die Atome aber sind *stets* electrisch[3]) und ein unelectrisches Molecül muss deshalb aus mehreren Atomen bestehen, derart, dass die gesammte positive Ladung gleich der negativen, was bei gesättigten Verbindungen schon darum der Fall sein muss, weil aus den electrolytischen Erscheinungen hervorgeht, dass die Ladung eines Atoms gleich dem Product seiner Werthigkeit mit dem sogenannten „Elementarquantum" (der Ladung eines einwerthigen Atoms) ist. Folge des Entladungsprocesses, z. B. der Glimmentladung an einer electrischen Wind aussendenden Spitze ist, dass dort einige Molecüle gespalten werden und die entstehenden electrischen Atome, getrieben durch die Kraft des electrischen Feldes, wie Ionen in einem Electrolyten sich nach entgegengesetzten Richtungen fortbewegen und durch Reibung und Stoss die nicht von den electrischen Kräften beeinflusste Luft mit in Bewegung setzen.

Die auf die Spitze auftreffenden entgegengesetzt electrischen Atome tauschen dort ihre Electrisirung gegen gleichartige um und werden dann ebenfalls abgestossen. Die an der entgegengesetzten Electrode ankommenden wechseln ebenfalls ihre Ladung und vereinigen sich mit neu ankommenden entgegengesetzt electrischen zu unelectrischen Molecülen.

Anscheinend ist diese Theorie sehr annehmbar, indess stösst sie doch auf eine grosse Schwierigkeit. Erfahrungsgemäss vollziehen sich die Entladungserscheinungen in Quecksilberdampf und anderen einatomigen Metalldämpfen[4]) ganz ebenso wie in Gasen mit zusammengesetzten Molecülen, auch

1) H. v. Helmholtz, Wied. Ann. 11. p. 749. 1880.

2) Giese, Wied. Ann. 37. p. 387. 1889.

3) Nach der Theorie von Arrhenius giebt es electrische und unelectrische Atome.

4) Versuche über electrischen Wind in diesen Dämpfen liegen meines Wissens allerdings nicht vor.

erscheint die Existenz eines einatomigen Gases nach der Helmholtz'schen Theorie überhaupt nicht verständlich, da gleichviel positive und negative Atome vorhanden sein müssen und nicht einzusehen ist, was dieselben hindert, sich zu unelectrischen Molecülen zu verbinden, und warum der Quecksilberdampf ein ebenso guter Isolator ist wie Luft, während er doch in solchem Falle der electrolytischen Theorie gemäss ein vorzüglicher Leiter sein müsste.

Es bleibt anscheinend nur möglich (mit Warburg)[1]) anzunehmen, dass es sich bei Entladungsvorgängen um eine „Dissociation höherer Ordnung" handle, oder aber die Arrhenius'sche[2]) Vorstellung zu acceptiren, welcher zufolge auch unelectrische Atome existiren, somit der Entladungsprocess überhaupt nicht disruptiv (auf Zerspaltung der Molecüle beruhend) ist, sondern ein Specialfall der electrolytischen Leitung.

Die letztere Erklärungsweise widerspricht indess den Versuchsergebnissen über chemische Zersetzung der Gase durch electrische Entladung[3]) und lässt zudem die Existenz eines „Entladungsgradienten"[4]) unverständlich erscheinen.

Nimmt man noch hinzu, dass auch die neueren Entladungstheorien von Goldstein, Hertz, E. Wiedemann u. a., welche die Entladung als einen Vorgang im Aether betrachten und die Bildung des Glimmlichts auf Umwandlung electrischer Energie in Strahlung zurückführen, weil sie nicht klar angeben können, wo die den Electroden zuströmende Electricität, (welche einem bekannten Fundamentalsatze gemäss nicht plötzlich verschwinden kann, oder nach Maxwell einen in sich zurückkehrenden Strom bilden muss), schliesslich verbleibt, ebenfalls ausser Stande sind, von der Entstehung des electrischen Windes Rechenschaft zu geben, so erscheint ein näheres Studium der thatsächlichen Verhältnisse bei diesem anscheinend sehr einfachen Vorgang höchst erwünscht und ich habe darum zunächst einige orientirende Versuche ausgeführt, über die hier kurz berichtet werden soll.

---

1) Warburg, Wied. Ann. **40.** p. 17. 1890.
2) Arrhenius, Wied. Ann. **42.** p. 18. 1891.
3) E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, Wied. Ann. **61.** p. 737. 1897.
4) Vgl. Heydweiller, Wied. Ann. **61.** p. 541. 1897.

1. Der Verlauf des electrischen Windes.

Beccaria[1]) machte den Verlauf des electrischen Windes durch Rauch von verbrennendem Phosphor sichtbar. Der geringeren Belästigung wegen benutzte ich Tabaksrauch. Die Electroden, welche an die früher beschriebene Hochdruckinfluenzmaschine[2]) angeschlossen waren, befanden sich in etwa 1 Meter Abstand senkrecht übereinander und bestanden aus geraden, dünnen, fein zugespitzten, etwa 1 m langen Drähten, welche in grosse, runde Blechscheiben eingesetzt waren.

Die durch den Rauch sichtbar gemachte Bewegung der Luft verlief, wie Fig. 1 andeutet, ganz so, als ob die Luft beständig von den Spitzen ausströmen und aus der Entfernung wieder gegen diese zurückkehren würde. In der Mitte, wo

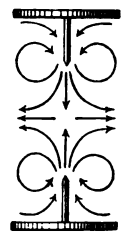


Fig. 1.

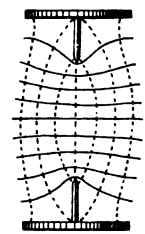


Fig. 2.

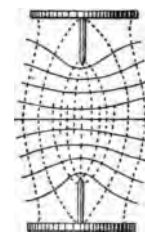


Fig. 3.

Fig. 4.

die beiden entgegengesetzt electrischen Winde zusammentrafen, drängten sie sich in gleicher Weise gegenseitig zurück, wie dies bei zwei gewöhnlichen Luftströmen geschieht.

Wurde nur die obere Spitze benutzt, so strömte die Luft gegen die untere Platte und breitete sich an dieser *ebenso wie ein gewöhnlicher Luftstrom* aus, um dann in grossem Bogen wieder zur Spitze zurückzukehren.

Der von Spitzen ausgehende electrische Wind verhält sich also ganz so, als ob die Luft lediglich in der Nähe der Spitze durch die electrische Kraft einen Antrieb bekäme, während da, wo entgegengesetzte electrische Winde zusammentreffen, sich keine auffällige Kraftwirkung geltend macht, sondern die Strömung im wesentlichen nur als Fortsetzung der bereits erlangten Bewegung nach dem Trägheitsgesetz erscheint.

1) Beccaria, Elettricismo artificiale (4) p. 328. 1771.
2) O. Lehmann, Wied. Ann. **44.** p. 642. 1891.

Die Ionentheorie (nach H. v. Helmholtz und Giese) giebt hierfür ohne weiteres die Erklärung.

Das System der Kraft- und Niveaulinien vor der Entladung ist etwa das in Fig. 2 gezeichnete. Glimmentladung an den beiden Spitzen bewirkt das Auftreten von frei beweglichen Ionen, welche infolge der Contraction der an sie angehefteten Kraftlinien (Fig. 3) sich von den Spitzen entfernen und zugleich sich quer zu ihrer Bahn ausbreiten. Schliesslich gelangen die Ionen an die Scheiben und entladen sich dort, entweder ganz unauffällig, oder unter Erzeugung einer *Glimmlichtfläche*, deren Umgrenzung durch die Ausdehnung, welche die Ionenschichten gewonnen haben, genau bestimmt wird. Auch im Falle unsichtbarer Entladung kann diese Fläche durch Aufstreuen von Lycopodium als sogenannte *Kundt'sche Staubfigur* sichtbar gemacht werden.

Die Bahn, welche die Ionen zurückgelegt haben, ist in Fig. 4 skizzirt. Sie ist, wie man sieht, von der in Fig. 1 dargestellten Bahn der Lufttheilchen des electrischen Windes durchaus verschieden.

In der Mitte haben die beiden Ionenströme gleiche Dichtigkeit, werden also der Luft gleiche und entgegengesetzte Bewegungsantriebe ertheilen, die sich gegenseitig aufheben, ebenso wie die Bewegungsantriebe, welche einer electrolytischen Flüssigkeit beim Durchgang des Stromes von den sie durchsetzenden und mit grosser Kraft sich darin in entgegengesetzter Richtung bewegenden Ionenscharen ertheilt werden. Anders in der Nähe der Spitzen. Dort ist die eine Ionenströmung von viel grösserer Dichtigkeit als die andere, sie wird also, da die andere bei gleicher Gesammtkraft eine viel grössere Luftmasse zu bewegen hat, fast allein zur Geltung kommen, die Luft muss sich also ganz den Beobachtungen entsprechend an beiden Spitzen so bewegen, als ob sie dort beständig fortgestossen würde. Der übrige Verlauf der Strömung ergiebt sich aus den gewöhnlichen hydrodynamischen oder aërodynamischen Gesetzen.

Es liesse sich eine Menge weiterer Thatsachen angeben, welche alle zu Gunsten dieser Erklärungsweise sprechen, wie die Phänomene, welche eintreten bei Verwendung mehrerer Spitzen, die sogenannte *Schattenerscheinung* bei Einschaltung

von Hindernissen in den Weg des electrischen Windes, insbesondere die „*Doppelschatten*“, d. h. das gleichzeitige Hervortreten der Schatten auf beiden Electroden, die *electrographischen Abbildungen*, die *Abzweigung* von Strömen aus dem electrischen Winde etc., es soll indess auf diese Erscheinungen hier nicht näher eingegangen werden, weil sie an anderem Orte[1]) eingehend zusammengestellt und beschrieben sind.

2. Vereinigung entgegengesetzter electrischer Winde.

Es sei dagegen noch eine weitere Beobachtung erwähnt, die mir die Erklärung zu geben scheint für ein sonderbares, von mir früher bei der geschichteten Entladung in verdünnten Gasen beobachtetes Phänomen.

Da Rauch bekanntlich durch den electrischen Wind selbst electrisirt wird und sich schliesslich niederschlägt[2]), so benutzte ich, um durch etwaige hierdurch bedingte Nebenerscheinungen nicht gestört zu werden, noch eine andere, schon früher gebrauchte Methode[3]), den electrischen Wind sichtbar zu machen, nämlich die Einführung fremder Gasströme von anderem Brechungsexponenten und Projection der entstehenden Schlieren mittels einer punktförmigen Lichtquelle (electrischen Lampe) auf einen weissen Schirm.

Dieses Verfahren hat den Vorzug, dass man *einzelne Stromlinien* auf ihrer ganzen Ausdehnung ungestört durch die übrigen Bewegungen verfolgen kann, während, wenn der ganze Raum mit Rauch erfüllt ist, die sich für das Auge überdeckenden Strömungen solche Beobachtungen kaum möglich machen.[4])

1) O. Lehmann, Die electrischen Entladungen p. 82—105. Halle 1898.

2) l. c. p. 80.

3) O. Lehmann, Molecularphysik **2.** p. 229. 1889.

4) Das gleiche leistet zwar bis zu einem gewissen Grade auch die bereits im vorigen Jahrhundert bekannte Untersuchung des electrischen Windes durch eine kleine Flamme (Cavallo, Abhandl. v. d. Electricität. p. 243. 1785; Cuthbertson, Gilb. Ann. **24.** p. 113. 1806; Renner, Gilb. Ann. **8.** p. 330. 1801), indess sind die Erscheinungen bei Anwendung einer solchen wesentlich complicirter infolge Electrisirung der Flamme durch Influenz und Abströmen der einen Influenzelectricität infolge des sogenannten unipolaren Leitungsvermögens.

Wird eine Flamme einem electrischen Conductor genähert, so tritt in derselben im allgemeinen Scheidung der Electricitäten ein, wie in

Als fremdes Gas wurde gewöhnlich Kohlensäure oder mit Chloroformdampf versetzte Luft benutzt, welche letztere dadurch erhalten wurde, dass man Luft durch ein mit chloroformdurchtränkter Holzwolle gefülltes Blechgefäss hindurchleitete.

Wurde die aus Glas bestehende Ausströmungsröhre an verschiedene Stellen des electrischen Feldes gebracht, so beobachtete man Formen des austretenden Gastromes, wie sie die Fig. 6 andeutet, woraus auf eine Luftbewegung geschlossen werden kann, wie sie die gezeichneten Pfeile veranschaulichen.

Man sieht, dass sich die Wirbel an beiden Electroden zu einem einzigen länglichen, schrägen Wirbel vereinigen können,

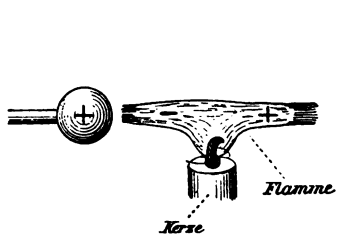


Fig. 5.

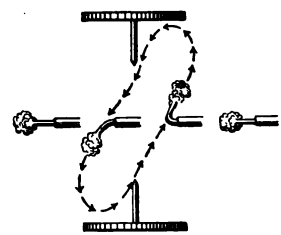


Fig. 6.

sodass die gegenseitige Zurückdrängung der beiden Luftströme in der Mitte (Fig. 1) verschwindet.

3. Electrischer Wind bei geschichteter Entladung.

Diese Erscheinung erinnert sehr an die ähnlichen länglichen, schräggestellten Wirbel, die ich bei convectiver Entladung in Flüssigkeiten beobachtete.[1])

Der Unterschied ist nur der, dass dort (infolge des Leitungsvermögens der Flüssigkeiten) zahlreiche solche Wirbel auftraten, hier nur ein einziger. Auch in Luft könnten indess mehrere Wirbel hintereinander erhalten werden, wenn zwischen die beiden primären Electroden secundäre eingeschaltet würden.

---

einem anderen genäherten Leiter, und sie wird also, wie Fig. 5 zeigt, sowohl zum Conductor hin-, wie auch davon fortgeblasen. Ist der Conductor negativ, so bleibt infolge des Entweichens der negativen Electricität nur die erste Wirkung bestehen, die Flamme wird angezogen, im anderen Falle tritt aus gleichem Grunde Abstossung ein.

1) O. Lehmann, Ztschr. f. physik. Chem. **14.** p. 301. 1894.

Solche secundäre Electroden brauchten nicht aus metallischen oder electrolytischen Leitern zu bestehen, sie könnten Gasmassen sein, in welchen aus irgend einem Grunde, z. B. infolge Verminderung der dielectrischen Festigkeit durch Erhitzung, durch die Kraft des electrischen Feldes, Entladung hervorgerufen wird.

Wir hätten dann einen analogen Fall, wie er nach der von mir vorgeschlagenen Deutung der Schichtenbildung bei Entladungen in verdünnten Gasen vorläge, welcher zufolge jede leuchtende Schicht eine Gasmasse vorstellt, welche von einer an Vorder- und Rückfläche der Schicht endigenden Partialentladung durchsetzt ist.[1])

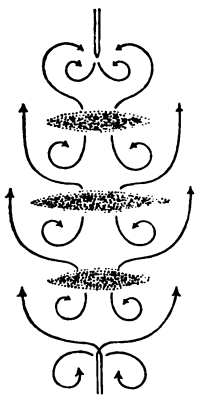


Fig. 7.

Eine solche Partialentladung hinterlässt an den beiden Flächen, wo sie endigt, entgegengesetzte electrische Ladungen, die sich nun gleich den von den Electroden an die Luft übertragenen Ladungen in Form electrischen Windes nach entgegengesetzten Richtungen fortbewegen und Luftwirbel erzeugen, wie sie in Fig. 7 dargestellt sind, wobei die punktirten Stellen die leuchtenden Schichten darstellen sollen.

Die von den beiden Flächen einer Schicht ausgehenden Luftwirbel haben nicht gleiche Form, weil die eine Bewegung durch die Wirkung der Schwere unterstützt, die andere gehemmt wird. Es bilden sich deshalb seitlich an den Wirbeln nach oben sich fortsetzende Ausläufer, wie ich solche thatsächlich bei früherer Gelegenheit[2]) beobachtete.

Ich erzeugte damals geschichtete Entladung in fettdampfhaltiger Luft und fand in der Nähe der Schichten durch Kohlenstoffausscheidung aus dem Gase hellleuchtend hervortretende Wirbelringe, wie sie der Skizze Fig. 7 entsprechen, und von denselben nach oben verlaufende, leuchtende, öfters in Russfäden auslaufende Streifen, welche ganz den angedeuteten Ausläufern der Wirbel entsprechen.

---

1) O. Lehmann, Molecularphysik 2. p. 260. 1889.
2) O. Lehmann, Wied. Ann. 55. p. 381. 1895.

Ist diese Deutung richtig, dann wäre damit erwiesen, dass thatsächlich in den dunkeln Schichten der Entladung convective Entladung stattfindet, dass also die gegebene Erklärung der Entstehung der Schichten wohl zutreffend sein dürfte.

Dabei ist zu berücksichtigen, dass auch hier die Luftbewegung keineswegs mit der Bahn der Ionen übereinstimmt. Die Bahnen der letzteren würden vielmehr ungefähr so verlaufen, wie Fig. 8 andeutet. Jedenfalls ist nicht anzunehmen, dass die von einander zugewandten Schichtenflächen ausgehenden Ionen einander in der dunkeln Schicht neutralisiren, da sonst nicht, wie erwiesen ist, die Temperatur in den dunklen Schichten niedriger sein könnte, als in den hellen.

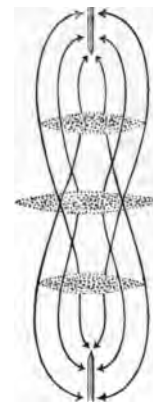


Fig. 8.

4. Der electrische Wind im Lichtbogen.

Aehnliche Wirbelbewegungen, wie sie im vorigen besprochen wurden, beobachtete Hertz[1]) bei Untersuchung der Aureole von Flaschenfunken. Er schloss daraus, „dass die bewegten Gasmassen Geschwindigkeitscomponenten in der Richtung der Strombahn besitzen, deren Ursache nicht einfach in der erhöhten Temperatur der Funkenbahn gesucht werden kann".

Da nun die Aureole der Funkenentladung identisch ist mit den Flammen, welche den gewöhnlichen Lichtbogen einhüllen, so liegt die Vermuthung nahe, dass auch hier eine Art electrischer Wind sich geltend machen werde.

Dass ein solcher auftritt, habe ich schon früher aus der Verzerrung der Metalldampfbüschel an den Electroden bei der Lichtbogenbildung im Vacuum geschlossen.[2])

Aber auch beim Lichtbogen in gewöhnlicher Luft wurden derartige Strömungen beobachtet, so von de la Rive[3]) bei Anwendung einer ausgedehnten Quecksilbermasse als Electrode, wobei das Quecksilber in Form eines Kegels aufstieg, wenn

1) H. Hertz, Wied. Ann. **19.** p. 85. 1883.
2) O. Lehmann, Wied. Ann. **55.** p. 369. 1895.
3) de la Rive, Pogg. Ann. **76.** p. 279. 1849.

es positiv war und bedeutend unter der positiven Spitze sank, wenn es negativ war; ferner von Lecher[1]), welcher bei Anwendung von Silber- und Kupferelectroden vorherrschende Strömung von der negativen zur positiven Electrode beobachtete, und von Dewar[2]), welcher direct manometrische Druckunterschiede beobachten konnte. Lecher äussert sich: „Die Lichterscheinung strömt so heftig aus der negativen Electrode heraus, dass z. B. ebenso wohl die Metalldämpfe als auch von unten aufsteigender Rauch heftig in dieser Richtung fortgeschleudert werden."

Wie meine Untersuchungen bei langen Lichtbogen in verdünnter Luft ergeben haben, ist die Form der Flammen im allgemeinen nicht durch die Strömung der in den Lichtbogen eintretenden Luft bedingt.[3]) Die einzelnen Gastheilchen bewegen sich vielmehr ganz unabhängig von dem electrischen Strom, lediglich den durch diesen veranlassten Temperatur-, bez. Dichtedifferenzen entsprechend, also beispielsweise bei einem horizontalen Bogen quer durch die Bahn des Stromes von unten nach oben, wobei sie aufleuchten, sobald sie in das Entladungsgebiet eintreten und wieder dunkel werden, sobald sie es verlassen.

Dies trifft nun bei kurzen Bogen und bei längeren für die Stellen in der Nähe der Electroden nicht vollkommen zu. Unmittelbar an den Electroden zeigt vielmehr das Gas, wie an mitgerissenen Kohlepartikelchen erkannt werden kann, fast horizontale Bewegungsrichtung, welche erst in einiger Entfernung in verticale übergeht. Die Bildung von neuem Gas durch Verbrennung der Kohlenspitzen würde nicht ausreichen, diese kräftige Strömung des Gases in horizontaler Richtung zu erklären, man muss vielmehr annehmen, dass hierbei electrische Kräfte thätig sind, und zwar vorzugsweise am negativen Pol. Diese Kräfte sind auch die Ursache der schiefen Richtung des Flammenbogens, nicht, wie gewöhnlich angenommen wird, der Erdmagnetismus, denn bei Drehung des Bogens gegen die magnetischen Erdkraftlinien tritt in der Schiefe der Flammen keine merkliche Aenderung ein.

1) Lecher, Wied. Ann. **33.** p. 609. 1888.
2) Dewar, Chem. News **45.** p. 37. 1882.
3) O. Lehmann, Wied. Ann. **55.** p. 365. 1895.

Die Fig. 9 zeigt die Form des *ruhigen* Bogens bei etwa 100 Volt Spannung und 4 mm starken Kohlenstiften. Die Aureole ist infolge des von der Kathode ausgehenden Windes stark gegen die Anode hingetrieben.

Fig. 10 zeigt die Form des Bogens bei etwas gegeneinander versetzten Kohlespitzen, wobei er sich in zwei an ihrer Basis miteinander in Verbindung stehende Flammen umgestaltet.

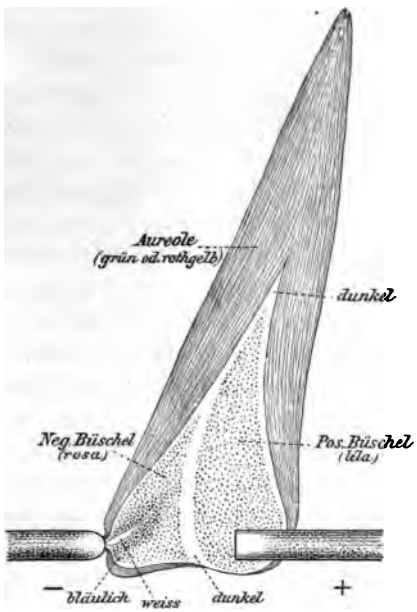


Fig. 9.

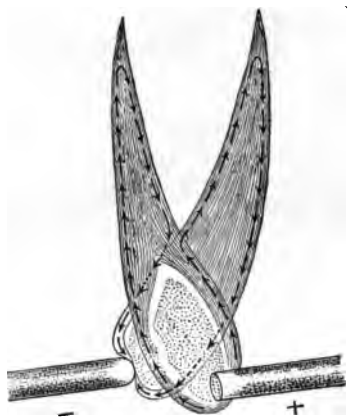


Fig. 10.

Die Pfeile deuten dabei den Weg des Stromes in dieser zweispitzigen Aureole an.

Fig. 11 zeigt den *zischenden* Lichtbogen unter gleichen Verhältnissen, wie bei Fig. 9. In diesem Falle erscheint die Aureole gegen die Kathode hingetrieben, da von der Anode ein starker Strom von Kohledampf ausgeht, der ebenso wirkt wie Gebläsewind, der die Flamme zur Seite treibt. Die Geschwindigkeit dieses Kohledampfstromes liesse sich aus der Verkürzung der positiven Kohle pro Secunde in einfacher Weise berechnen, wenn Temperatur und Dichte des Kohledampfes bekannt wären.

Der Umstand, dass der electrische Wind im Lichtbogen vorherrschend von der Kathode ausgeht, die heisse Luft somit gegen die Anode hingetrieben wird, bewirkt, dass der Bogen an der Anode auf weit breiterer Fläche aufsitzt als an der Kathode und intensive Erhitzung der Anode bedingt.[1]) Bei der Gasentladung ist das Verhältniss gerade umgekehrt, die Anode sendet electrischen Wind aus, welcher die Kathode einhüllt und bewirkt, dass sich diese auf grosser Fläche mit negativem Glimmlicht bedeckt, sodass in diesem Falle die Temperatur der Kathode die höhere ist.

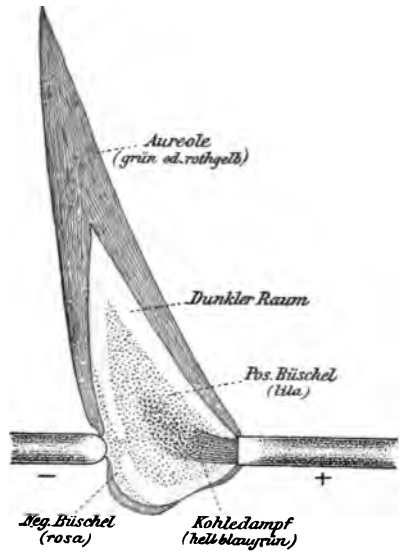


Fig. 11.

Besonders auffällig zeigt sich der electrische Wind am negativen Pol, wenn die Kohlenspitzen mit geschmolzenem Glaubersalz getränkt werden. Der Lichtbogen hat dann zuweilen die in Fig. 12 gezeichnete Form, d. h. die von der Kathode ausgehende Flamme ist fast horizontal und bläst die positive vollständig zurück. Bei etwas gegeneinander versetzten Kohlen kann es sogar vorkommen, dass die positive Flamme abwärts, entgegen der Temperaturwirkung getrieben wird, während sich die negative aufwärts wendet.

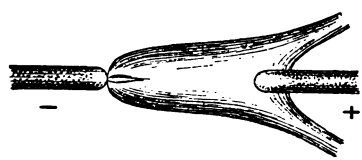


Fig. 12.

Lose Kohlepartikelchen, welche vom negativen Pol durch die Luftströmung fortgerissen werden, fliegen fast gerade aus gegen den positiven Pol und prallen an demselben ab.

Rauch von verdampfendem Salz wird gegen die Flamme

1) Wird die (Kohle-) Kathode glühend, so bewirkt die nachströmende Luft an deren Oberfläche eine rasche Verbrennung, sodass sie stetig *dünner* wird, während die Anode nur an *Länge* abnimmt.

hingesogen, wie gegen einen starken Luftstrom und verschwindet in einigem Abstand von derselben, jedenfalls infolge der Hitze, sodass die Flamme wie mit einem durchsichtigen Mantel umgeben erscheint.

Dieser durchsichtige Mantel tritt auch ohne Anwesenheit von Rauch, lediglich durch die Verminderung der Leuchtkraft hervor, wenn sich die positive und negative Flamme kreuzen, und nur an der Kreuzungsstelle durch eine schmale Brücke verbunden sind.

Werden die Kohlen sehr weit voneinander entfernt, sodass sich nur die Spitzen der Flammen berühren, so sieht man die Kohlenpartikelchen der ursprünglichen Bewegungsrichtung (Richtung der Kraftlinien) folgend (jedenfalls infolge ihrer Trägheit) aus den Flammen herausschiessen, dann aber der durch die Hitze bedingten Luftströmung folgend, in ziemlich scharfem Winkel umbiegend, nach oben umwenden.

6. Der magnetische Wind.

Tritt der electrische Wind in einem magnetischen Felde auf, so müssen die Stromlinien der Ionen, somit auch diejenigen der Luftbewegung den electrodynamischen Kräften entsprechend verändert werden, weil ein bewegtes Ion einem electrischen Strome äquivalent ist.

Ich habe bereits früher Versuche ausgeführt, eine solche durch magnetische Kräfte hervorgebrachte Luftströmung beim electrischen Winde unter gewöhnlichen Umständen nachzuweisen, indess ohne Erfolg, augenscheinlich deshalb, weil die Stromstärke des electrischen Windes eine äusserst geringe, die einer Verschiebung der Ionen sich entgegensetzende Luftreibung aber eine verhältnissmässig sehr beträchtliche ist.

Wird die Luft wie beim Lichtbogen von einem starken Strome durchsetzt, so lässt sich die magnetische Wirkung, wie schon Davy (1821), de la Rive[1]) und Quet[2]) beobachtet haben, ebenso leicht nachweisen, wie bei einer stromdurchflossenen Flüssigkeit oder einem beweglichen metallischen Leiter.

---

1) de la Rive, Pogg. Ann. **76.** p. 280. 1847.
2) Quet, Compt. rend. **34.** p. 805. 1852.

Besonders schön zeigen sich diese Erscheinungen im electrischen Ei, worauf ich schon früher aufmerksam machte.[1])

Man kann dabei durch eingebrachten Kohlen- oder Eisenstaub auch deutlich erkennen, dass sich die Luft thatsächlich bewegt, dass wirklich ein magnetischer Wind existirt und nicht nur etwa die Entladung im Gase sich verschiebt.

Dies ist von besonderer Wichtigkeit, da auch hierüber die Meinungen weit auseinander gehen. Wie am citirten Orte bemerkt[2]), sind Goldstein, Hertz u. A. entgegengesetzter Meinung, sie nehmen an, dass die Entladung ein Vorgang im Aether sei, somit die electrodynamische Einwirkung nur die Bahn der Entladung, d. h. den stromdurchflossenen Aether, nicht die Luft verschieben könne. Dieser Ansicht haben sich neuerdings auch Jaumann[3]), Des Coudres[4]), F. Braun[5]) u. A. angeschlossen, wenigstens insoweit die als „Kathodenstrahlen" bezeichnete Entladungsform in Frage kommt.

Insbesondere haben Des Coudres und F. Braun nachgewiesen, dass die Kathodenstrahlen auch äusserst rasch ihre Richtung wechselnden magnetischen Kräften, wie sie durch die electrischen Schwingungen bei Condensatorentladungen zu erhalten sind, Folge leisten, während man annehmen sollte, dass die Luft zu träge sei, um millionenmal pro Secunde hin- und herzuströmen und entsprechende Verschiebung der Entladungsbahn zu veranlassen.

Ich habe deshalb neuerdings nochmals Versuche in dieser Richtung ausgeführt und zwar unter Benutzung des im magnetischen Felde rotirenden Lichtbogens.[6])

Zur Stromerzeugung diente eine 2000-Volt-Gleichstrommaschine. Die eine Electrode war eine 4 cm weit kreisförmig ausgebohrte Kohlenplatte, die andere eine Kohlenspitze im Centrum des Kreises. Das magnetische Feld wurde durch einen starken geraden Electromagneten (Eisenkern etwa 10 cm

1) O. Lehmann, Zeitschr. f. phys. Chem. **18.** p. 102. 1895.
2) l. c. p. 97.
3) Jaumann, Wied. Ann. **57.** p. 147. 1896.
4) Des Coudres, Beibl. **21.** p. 648. 1897.
5) F. Braun, Wied. Ann. **60.** p. 552. 1897.
6) Andrews (1891), vgl. Frick-Lehmann, Phys. Technik **2.** p. 546.

dick, 1 m lang) erzeugt, welcher dicht unter der Kohlenplatte aufgestellt wurde, sodass die Kraftlinien die Platte senkrecht durchdrangen.

Der mittels eines vorübergehend aufgelegten Kohlenstäbchens entzündete Lichtbogen läuft unter solchen Umständen mit so grosser Geschwindigkeit im Kreise herum, dass die ganze Oeffnung der Kohlenplatte mit Licht erfüllt erscheint.

Die von der Spitze fortsprühenden Funken verlaufen in Spirallinien zum Umfang, wie die punktirten Linien der Fig. 13 andeuten, wobei die Umlaufsrichtung des Lichtbogens durch den Pfeil dargestellt ist.

Untersucht man die Bewegung der Luft in der Nähe des rotirenden Lichtbogens durch eine genäherte Flamme (Fig. 14),

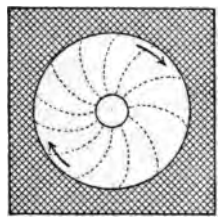


Fig. 13.

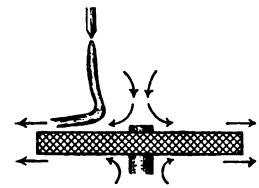


Fig. 14.

so erkennt man, dass dieselbe den durch die Pfeile angedeuteten Verlauf nimmt, d. h. die Luft strömt wie bei einem Ventilator in der Mitte zu und an der Peripherie ab. Zum Theil dürfte diese Strömung bedingt sein durch den auch im nicht rotirenden Lichtbogen infolge der Expansion des gebildeten Dampfes und electrischer Wirkungen auftretenden Wind, welcher oben näher betrachtet wurde, zum Theil auch durch die Wirkung der Centrifugalkraft der magnetisch rotirenden Luft.

Ersetzt man den Gleichstromelectromagneten durch einen Wechselstromelectromagneten, so ändert sich naturgemäss mit jedem Stromwechsel die Umlaufsrichtung des Lichtbogens. Bei genügender Stärke des Magneten kann es vorkommen, dass selbst bei 100 Wechseln pro Secunde der Lichtbogen für jede halbe Periode etwa 50 Umdrehungen ausführt, also in einer hundertstel Secunde 50 mal im einen Sinne umläuft,

in der nächsten hundertstel Secunde 50 mal im entgegengesetzten, in der folgenden wieder 50 mal im ersten Sinne etc., was sich mittels des Drehspiegels sehr leicht verfolgen lässt. In diesem Falle erscheint durch die Bewegung der mitgerissenen Kohlepartikelchen mit Sicherheit erwiesen, dass es sich um *magnetischen Wind,* d. h. Strömung der Luft und nicht (der Hypothese von Goldstein, Hertz u. a. entsprechend) um magnetische Wirkung auf die electrische Strömung im Aether ohne Beeinflussung der Luft handelt.[1])

Ob ein Grund vorliegt anzunehmen, dass in verdünnter Luft der Vorgang ein anderer sei, vermag ich nicht zu erkennen. Das Hin- und Herschwanken der Lichtsäule in einer Geissler'schen Röhre beim Annähern eines Wechselstromelectromagneten scheint mir ganz derselbe Vorgang zu sein.

Ein Einwand, den ich mir selbst machte, scheint allerdings auf den ersten Blick schwer zu beseitigen. Bläst man durch einen Wechselstromlichtbogen, sodass sich derselbe in einen Funkenstrom verwandelt, so erscheint jeder Funke gegen den vorhergegangenen im Sinne der Luftbewegung aus naheliegenden Gründen verschoben, bis schliesslich bei allzu weitgehender Verschiebung die Funken wieder in der ersten (directen) Bahn zwischen den Electroden auftreten, um nun abermals wieder successive bis zu der äussersten möglichen Lage vorzurücken.

Man sollte denken, dass bei Verschiebung des (Gleichstrom-) Lichtbogens durch den magnetischen Wind sich ebenfalls keine constante Ablenkung ergeben könnte, vielmehr der Lichtbogen bis zu einer äussersten Stelle getrieben würde, um dann (falls die Spannung zur selbstständigen Wiedererzeugung nicht zureicht) definitiv zu erlöschen.

---

1) Bei einem anderen zur Demonstration vor grosser Zuhörerzahl geeigneten Versuche wurde der Lichtbogen zwischen zwei concentrischen kreisförmigen Metallschienen erzeugt, welche gleichfalls concentrisch im Innenraum einer grossen von starkem Strom durchflossenen Drahtrolle (vgl. Müller-Lehmann, Grundriss der Physik, p. 407. Fig. 418) befestigt waren. Je nach der Richtung des Stromes bewegte sich der Lichtbogen im einen oder anderen Sinne den Schienen entlang. Bei Anwendung rasch alternirenden Wechselstromes blieb er indess, der starken Wärmeentziehung durch die Schienen wegen, stehen.

Dass dieser Einwand nichts gegen die Existenz des magnetischen Windes beweist, lässt sich schon daraus erkennen, dass auch ein gewöhnlicher *schwacher* Luftstrom die Flamme des Lichtbogens constant abzulenken vermag. Erst bei einer gewissen Stärke des Luftstromes wird der Lichtbogen deutlich intermittirend und verhält sich dann ebenso wie der Wechselstromlichtbogen.

6. Rotation der Glimmentladung im electrischen Ei.

Bei Beobachtung der Glimmentladung in einem grossen stark evacuirten electrischen Ei sah ich[1]) ein aus negativem Glimmlicht und einem kurzen, unmittelbar sich daran ansetzenden negativen Büschel bestehendes kometenartiges Lichtgebilde an der Kathode auftreten, welches schief gegen die Verbindungslinie der Electroden stehend, öfters um diese im einen oder anderen Sinne rotirte.

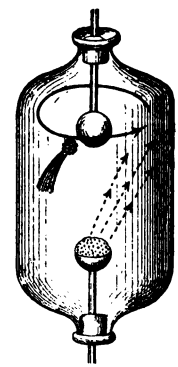


Fig. 15.

Neuerdings fand ich, dass die Rotation mit Sicherheit hervorgerufen werden kann, wenn das electrische Ei so aufgestellt ist, dass sich die Kathode vertical über der Anode befindet und wenn sodann *aussen* dem Ei ein Magnet genähert wird. Je näher der Magnet gebracht wird, um so rascher rotirt das Gebilde. Wechselt der Magnet seine Pole, so wechselt auch der Komet seine Umlaufsrichtung.

Nach den electrodynamischen Gesetzen lässt sich das Zustandekommen dieser Rotation absolut nicht verstehen, da die Lichterscheinung nicht *um* den Magnetpol, sondern *neben* demselben rotirt. Die Erklärung gestaltet sich aber ganz einfach, wenn man den Grund im Zusammenwirken von electrischem und magnetischem Wind sucht.

Das Auftreten des Glimmlichtes an der Kathode wird augenscheinlich durch den von dem Glimmlicht auf der Anode kommenden electrischen Wind bedingt. Verläuft derselbe genau

1) O. Lehmann, Zeitschr. f. Electrochem. **2.** p. 463. 1896. Aehnliche Beobachtungen beschreiben Tesla, Unters. über Mehrphasenströme und Pflaum (in Riga), Physik. Kleinigkeiten.

symmetrisch, so gestaltet sich auch das negative Glimmlicht symmetrisch. Verläuft er aber aus irgend einem Grunde, z. B. infolge des Hinzutretens von magnetischem Wind schief, so wird diese schief zur Endfläche des electrischen Eies ihre Bewegung fortsetzende Luftmasse beim Auftreffen daselbst derart abprallen, dass eine rotirende Bewegung der Luft etwa im Sinne des gebogenen Pfeiles in Fig. 15 eintreten muss und diese wird natürlich die Entladung ebenso mit sich im Kreise herumführen, wie jede anders erzeugte wirbelnde Luftbewegung.

42. *Versuche über electrische Spitzwirkung; von Svante Arrhenius.*[1])

Das Princip der unten beschriebenen Versuche ist folgendes. Ein electrisches Flugrad wird auf einem Metalldraht aufgehängt, durch dessen Torsion die Stärke des electrischen Windes gemessen wird. Das Flugrad hatte die Form eines Hakenkreuzes aus 1,8 mm dickem Kupferdraht (Fig. 1). Der Arm *a* desselben war 3,5 cm lang, das dagegen senkrechte Stück *b* 2 cm, an dessen Ende eine Stahlnadel (*c*) von der feinsten käuflichen Sorte von 2,5 cm Länge und 0,35 mm Dicke angelöthet war. Die Nadelspitzen wurden mit einem

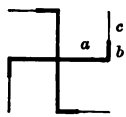


Fig. 1.

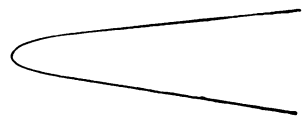


Fig. 2.

Mikroskop untersucht und hatten die Form, welche Fig. 2 angiebt. Nach einer Ausmessung war der Krümmungshalbmesser an der Spitze etwa 0,015 mm. An diesem Hakenkreuz wurde auf der einen Seite ein Spiegel, auf der anderen ein Bleigewicht von etwa 300 g und ein kreuzförmiger Flügel aus zwei senkrecht zu einander stehenden Kupferblechen von 7×4 cm Grösse angesetzt. Dieses System wurde an einem Neusilberdraht von 0,035 mm Durchmesser und 62 cm Länge aufgehängt, wobei die Nadeln horizontal, die Spiegelfläche und die Durchschnittslinie der beiden Flügel vertical zu stehen kamen.

1) Diese Versuche wurden im Sommer 1894 im physikalischen Institut der Universität Graz ausgeführt, dessen Vorstand, Hrn. Hofrath Leopold Pfaundler, ich zu grossem Dank wegen freundlichen Entgegenkommens verpflichtet bin. Eine kurze Wiedergabe ihrer Ergebnisse wurde vor der Lübecker Versammlung der Naturforscher und Aerzte 1895 gegeben. (Verhandl. deutsch. Naturf. u. Aerzte, Lübeck 1895. p. 25; Beibl. 20. p. 566. 1896.)

Der Draht wurde an der oberen kupfernen Schlussplatte einer Glasröhre befestigt, welche unten an einer grossen gläsernen Kugel von 12 l Inhalt angekittet war. Auf der einen Seite dieser Kugel war ein Stutzen, welcher mit einer aufgeschliffenen Glasplatte mit planparallelen Flächen zugeschlossen wurde. Die Kugel war innen mit Stanniol ausgekleidet und an deren Boden stand ein Glascylinder, mit flüssigem Paraffin gefüllt, worin die Kupferflügel eingesenkt waren, wodurch eine kräftig wirkende Dämpfung der Schwingungen des Systems erzielt wurde. Das Bleigewicht diente nur zur Spannung des ziemlich starren Neusilberdrahtes. Die Torsion des Drahtes wurde mit Hülfe des Spiegels und Fernrohr und Scala

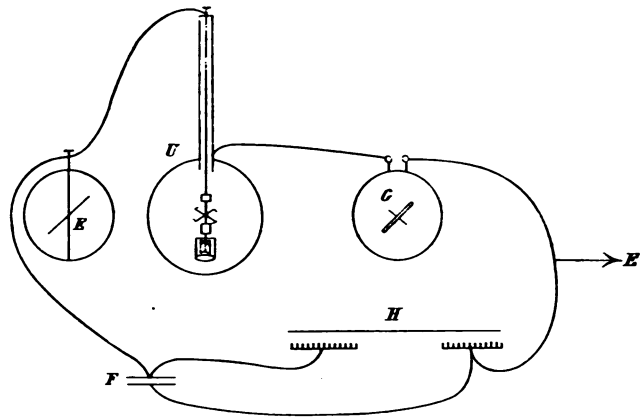


Fig. 3.

abgelesen. Zur Vervollständigung der leitenden kugelförmigen Stanniolfläche war auf der Innenseite des seitlichen Stutzens ein Gitter aus Messingdraht eingesetzt.

Dieser hauptsächliche Theil (U) des Beobachtungsapparates wurde folgendermaassen mit den anderen verwendeten Instrumenten zusammengestellt (Fig. 3). Die beiden Aufsaugekämme einer Holtz'schen Maschine (H) waren mit den Belegungen einer Batterie von sechs sehr grossen Leydnerflaschen (F) verbunden. Der eine Kamm war mit einem Braun'schen Electrometer (E) und dem Kupferdeckel der Aufhängeröhre leitend verbunden. Von da ging die Electricität, wenn die Holtz'sche Maschine gedreht wurde, durch den Aufhängedraht zu den Spitzen des Hakenkreuzes, wovon sie auf die

Stanniolbelegung der Glaskugel (U) herüberging. Diese stand wiederum durch einen gut isolirten Draht mit der einen Klemmschraube eines Wiedemann'schen Galvanometers (G) in Verbindung, dessen andere Klemmschraube mit dem zweiten Kamm der Holtz'schen Maschine und der Erde verbunden war. Das Galvanometer wurde wie gewöhnlich abgelesen und 1 cm auf der Ablesescala entsprach $1{,}43 . 10^{-6}$ Amp. Die Glaskugel U stand mit einer Wasserluftpumpe, einem Manometer und einem Apparat, worin verschiedene Gase entwickelt und gereinigt werden konnten, in Verbindung. Auf diese Weise konnte der Einfluss der Natur und des Druckes verschiedener Gase untersucht werden.

Wurde die Holtz'sche Maschine in Gang gesetzt, so gab die Reaction des Hakenkreuzes gegen den electrischen Wind zu einem Ausschlag Anlass, dessen Grösse aus der Verschiebung des Spiegels bestimmt wurde. Infolge der grossen Capacität der angewandten Leydener Batterie war dieser Ausschlag sehr constant, solange die Maschine dieselbe Electricitätsmenge lieferte. Dieser Ausschlag nahm gleichzeitig mit den Ausschlägen des Electrometers und des Galvanometers zu. Es wurden nun, soweit möglich, gleichzeitige Ablesungen dieser drei Instrumente vorgenommen. Der Ausschlag des Electrometers änderte sich nur sehr langsam mit denjenigen der beiden anderen Instrumente. Es wurde deshalb der Electrometerausschlag am leichtesten festgestellt. Die Holtz'sche Maschine verlor während der Drehung sehr allmählich ihre Ladung, sodass bei constanter Drehungsgeschwindigkeit die Ausschläge sehr langsam sich verminderten. Durch abwechselnde Ablesungen der drei Instrumente und hauptsächlich des Ausströmeinstrumentes und des Galvanometers gelang es leicht zusammengehörige Werthe der Ausschläge zu bekommen. Durch wiederholte Ablesungen wurde eine Reihe von zusammengehörigen Werthen, welche allmählich abnehmenden Stromintensitäten entsprachen, gewonnen.

Um eine Vorstellung zu geben, wie die Ausschläge der drei Instrumente gleichzeitig sich ändern, mögen einige Beispiele genügen. Dabei wird der Ausschlag des Galvanometers mit i (in Centimetern), derjenige des Ausströmungsapparates mit u und derjenige des Electrometers mit E (in 10^3 Volt)

bezeichnet. Die Ueberschrift deutet das Gas, mit welchem die Versuche ausgeführt wurden, und seinen Druck sowie das Zeichen der ausströmenden Electricität an.

i	u	$u:i$	E
Luft 70 cm, positiv			
0	—	—	5,05
0,355	2,3	6,48	5,8
1,43	8,78	6,14	7,52
2,47	14,75	5,97	8,6
3,44	19,7	5,73	9,5
Luft 40 cm, positiv			
0	—	—	4,0
0,37	1,66	4,49	4,6
1,48	5,3	3,58	5,8
2,37	8,1	3,42	6,5
3,61	11,5	3,19	7,5
5,02	15,7	3,12	8,2
6,3	19,0	3,02	10,0
Luft 20 cm, positiv			
0	—	—	2,95
1,28	2,21	1,73	4,15
3,03	5,16	1,70	5,2
4,45	7,2	1,62	5,9
6,33	9,66	1,53	6,7
Luft 10,3 cm, positiv			
0	—	—	2,4
2,2	2,04	0,93	3,7
4,5	4,03	0,90	4,6
5,98	5,03	0,84	5,05
7,6	5,99	0,79	5,45
Luft 5,1 cm, positiv			
0	—	—	2,0
1,33	0,59	0,442	2,7
2,82	1,24	0,438	3,25
4,34	1,73	0,399	3,6
5,54	2,16	0,390	4,0

i	u	$u:i$	E
Luft 70 cm, negativ			
0	—	—	4,45
1,5	5,3	3,53	5,7
2,47	8,1	3,28	6,3
3,81	11,4	3,00	7,05
5,8	15,4	2,66	8,0
Luft 40 cm, negativ			
0	—	—	3,1
1,1	1,6	1,45	3,6
2,47	3,6	1,46	4,65
4,58	6,2	1,36	5,75
5,53	7,1	1,28	6,15
8,7	10,2	1,17	7,2
Luft 20 cm, negativ			
0	—	—	2,05
1,59	1,00	0,63	2,75
2,70	1,56	0,58	3,27
4,25	2,18	0,51	3,90
6,5	2,95	0,45	4,55
7,8	3,35	0,43	4,90
Luft 10,1 cm, negativ			
0	—	—	1,5
1,38	0,21	0,152	2,1
2,51	0,34	0,136	2,25
3,98	0,49	0,123	2,65
5,38	0,61	0,113	2,85
7,33	0,72	0,098	3,15
Luft 5,1 cm, negativ			
0	—	—	1,2
2,6	0,09	0,035	1,7
4,35	0,135	0,031	2,05
6,6	0,195	0,026	2,35
9,1	0,205	0,022	2,55
11,0	0,26	0,024	2,8

i	u	$u:i$	E	i	u	$i:u$	E
Luft 2,35 cm, positiv							
1,7	0,36	0,21	2,65				
2,87	0,56	0,19	2,85				
4,72	0,82	0,17	3,2				
Wasserstoff 70 cm, positiv				Wasserstoff 70 cm, negativ			
0	—	—	3,5	0	—	—	3,0
1,5	2,61	1,74	4,5	1,53	0,86	0,57	3,6
2,75	4,55	1,65	5,5	3,8	1,85	0,49	4,4
4,38	6,83	1,56	6,2	5,35	2,59	0,48	4,85
6,75	9,90	1,47	7,2	7,3	3,2	0,44	5,2
Kohlensäure 70 cm, positiv				Kohlensäure 70 cm, negativ			
0	—	—	6,2	0	—	—	4,1
0,1	1,27	12,7	7,0	0,13	0,88	6,75	4,5
0,31	3,55	11,4	7,7	0,39	2,65	6,80	5,0
0,59	6,15	10,4	7,95	0,75	4,85	6,42	5,8
1,0	10,15	10,2	8,4	1,46	8,68	5,95	6,6
1,43	14,4	10,0	9,25	2,45	13,57	5,54	7,6
1,9	18,7	9,84	10,0	3,66	17,87	4,88	9,1

Wie an diesen Beispielen ersichtlich, nimmt u, der Ausschlag des Hakenkreuzes, etwas langsamer als die ausströmende Electricitätsmenge zu, wodurch der in der dritten Columne verzeichnete Quotient $u:i$ langsam mit steigendem i abnimmt. Dieses Verhältniss dürfte dadurch verursacht sein, dass bei steigendem Ausströmungspotential auf den Spitzen die Ausströmung aus immer weniger gekrümmten Flächen erfolgt. Je höher also das Potential ist, ein desto geringerer Bruchtheil der ganzen Ausströmung geht in die Richtung der Nadel. Und die schräg herausgehende Strömung wird einen electrischen Wind hervorbringen, wovon nur ein Component in die Richtung der Nadel geht. Wenn man deshalb den Einfluss einer anderen Veränderlichen betrachtet, wie z. B. denjenigen des Druckes oder der Natur des Gases, wird es angemessen sein, den Quotienten $u:i$ bei gleichen i-Werthen zu vergleichen.

Was den E-Werth betrifft, treten auch verschiedene Regelmässigkeiten hervor. Bei zunehmender Ausströmung (i) steigt auch E, aber nur langsam. Von dem Grenzwerth, gegen welchen E strebt, wenn die Ausströmung (i) sich dem Nullwerth nähert, wächst E erst rascher, dann immer langsamer

für gleiche Zunahmen des i-Werthes. Dies scheint ganz allgemein stattzufinden. Ebenso ist bei gleichem i der E-Werth für negative Ausströmung geringer als für positive, obgleich in einigen Fällen (z. B. für Sauerstoff) der Unterschied nicht sehr gross ist. Dies steht in bestem Einklang mit dem Befund von G. Wiedemann und Rühlmann, „dass es, wenn die Electrode positiv geladen wird, eines grösseren Potentiales bedarf, also einer grösseren Kraft zum Eintritt einer Entladung, als wenn sie negativ geladen ist.“[1]) Diese Verfasser haben auch einen relativ geringen Unterschied in dieser Beziehung für den Sauerstoff nachgewiesen.

Mit diesem letzten Umstande steht auch unzweifelhaft die Thatsache im Zusammenhang, dass der Quotient $u:i$ in allen beobachteten Fällen bei gleichen i-Werthen (und gleichem Druck) für negative Ausströmung geringer ist als für positive. Dieser Unterschied macht sich im allgemeinen um so mehr geltend, je geringer der Druck ist. Es wäre deshalb nicht undenkbar, dass bei mehreren Atmosphären Druck das Umgekehrte stattfinden könnte.

Grösse von E bei verschiedenen Drucken.

Druck			70 cm	40 cm	20 cm	10 cm	5 cm	2,4 cm
Luft	$i = 0$	positiv	5,1	4,0	3,0	2,4	2,0	1,8
		negativ	4,5	3,1	2,1	1,5	1,2	—
Luft	$i = 1{,}5$	positiv	7,6	5,8	4,4	3,3	2,8	—
		negativ	5,7	4,0	2,7	2,1	1,6	—
Sauerstoff	$i = 0$	positiv	5,0	3,9	3,0	2,4	2,3	—
		negativ	3,3	—	2,0	1,6	—	—
Sauerstoff	$i = 1{,}5$	positiv	8,6	6,7	4,7	3,5	3,1	—
		negativ	5,7	5,2	3,9	2,7	2,1	—
Wasserstoff	$i = 0$	positiv	3,5	3,2	2,5	1,8	—	—
		negativ	3,2	2,3	2,0	—	—	—
Wasserstoff	$i = 1{,}5$	positiv	4,5	4,0	3,3	2,8	—	—
		negativ	3,6	2,5	2,3	2,2	—	—
Kohlensäure	$i = 0$	positiv	6,2	5,3	4,3	3,7	3,4	—
		negativ	4,1	3,3	2,8	2,0	—	—
Kohlensäure	$i = 1{,}5$	positiv	9,3	7,2	5,8	4,7	—	—
		negativ	6,6	5,1	3,9	2,8	—	—

1) G. Wiedemann u. R. Rühlmann, Pogg. Ann. 145. p. 386. 1872.

Bei zunehmendem Druck steigt das zu einem bestimmten i-Werth gehörige Ausströmungspotential (E), und zwar langsamer als linear, wie aus der vorhergehenden Tabelle für die i-Werthe 0 und 1,5 ersichtlich sein dürfte.

Dieses Verhalten ist sehr abweichend von demjenigen der Potentialdifferenz bei Entladungen zwischen zwei Kugeln, wo bei höheren Drucken diese Differenz annähernd dem Druck proportional zunimmt.

Eine auffallende Regelmässigkeit zeigt sich in den Werthen von $u:i$ bei verschiedenen Drucken. Man erhält nämlich (durch Interpolation) aus den oben gegebenen Daten für Luft folgende Werthe von $u:i$ für positive Ausströmung bei den i-Werthen 1, 1,5 und 2.

		70 cm	40 cm	20 cm	10 cm	5 cm
Luft	$i = 1$	6,34	3,95 (3,63)			
	$i = 1{,}5$	6,13	3,58 (3,50)	1,72 (1,75)		
	$i = 2$	6,07	3,50 (3,46)	1,71 (1,73)	0,93 (0,87)	0,44 (0,44)

Die in Klammern nebengedruckten Ziffern sind unter Annahme von Proportionalität zwischen $u:i$ und Druck berechnet. Wie man sieht, ist die Uebereinstimmung so gut, wie man erwarten kann. Es ist demnach bei einem gegebenen i das Verhältniss $u:i$ und damit auch u, d. h. die Reaction des Flugrades proportional dem Druck der umgebenden Luft. Diese Regelmässigkeit hat sich auch bei den anderen untersuchten, nicht all zu leicht condensirbaren Gasen, nämlich Sauerstoff, Wasserstoff, Kohlensäure und Grubengas bewährt. Dagegen weichen andere untersuchte Gase, Acetylen, Aceton, Schwefelkohlenstoff und Aethyläther davon ab, indem die Reaktion des Flugrades schneller als dem Druck proportional zunimmt. Vermuthlich rührt dies davon her, dass die Nadeln des Flugrades, besonders bei höheren Drucken, sich mit einer dünnen Flüssigkeitshaut, welche sich aus dem leicht condensirbaren Gas ausscheidet, überzieht. Sonderbar ist es auch, dass diese Regelmässigkeit nicht für die Ausströmung von negativer Electricität gültig ist, wie aus den oben gegebenen Ziffern für Luft ersichtlich. Vielmehr steigt daselbst die Reaction des Flugrades bedeutend schneller mit dem Druck als diesem proportional. Ich theile hier die Daten ($u:i$) für positive

Ausströmung in Kohlensäure, Sauerstoff, Wasserstoff und Grubengas mit.

		70 cm	40 cm	20 cm	10 cm	5 cm
Kohlensäure	$i = 1$	10,2 (10,0)	5,7	3,02 (2,85)	1,47 (1,43)	
	$i = 1{,}5$	10,0 (9,8)	5,6	2,9 (2,8)	1,46 (1,40)	
	$i = 2$	9,8 (9,6)	5,5	2,85 (2,75)	1,45 (1,38)	
Wasserstoff	$i = 1$	1,74 (1,84)	1,05	0,56 (0,53)	0,28 (0,26)	
	$i = 1{,}5$	1,74 (1,80)	1,03	0,55 (0,52)	0,27 (0,26)	
	$i = 2$	1,72 (1,79)	1,02	0,53 (0,51)	0,26 (0,20)	
Sauerstoff	$i = 1$	9,0 (8,14)	5,1 (4,70)	2,35	1,07 (1,17)	0,54 (0,58)
	$i = 1{,}5$	8,66 (7,48)	4,38 (4,32)	2,16	1,03 (1,08)	0,50 (0,54)
	$i = 2$	8,13 (6,97)	4,21 (4,02)	2,01	0,98 (1,01)	0,49 (0,50)

		30,9 cm	17,9 cm	9 cm
Grubengas	$i = 1$	3,45 (3,20)	1,85	0,89 (0,92)
	$i = 1{,}5$	3,24 (3,20)	1,71	0,71 (0,85)
	$i = 2$	3,12 (2,60)	1,56	0,65 (0,78)

Beim Grubengas bemerkt man schon eine deutliche Abweichung in dem Sinne, dass die Zunahme von $u : i$ etwas schneller als dem Druck proportional erfolgt. Eine ähnliche Abweichung, obgleich relativ gering, zeigt auch der Sauerstoff.[1])

	$i = 1$	$i = 1{,}5$	$i = 2$	Mittel
Luft 40 cm	4,22	3,78	3,66	
Kohlensäure 40 cm	5,7	5,6	5,5	5,6
Kohlensäure ber.	5,2	4,7	4,5	4,8
Luft 70 cm	6,24	6,02	5,73	
Wasserstoff 70 cm	1,74	1,74	1,72	1,73
Wasserstoff ber.	1,64	1,58	1,51	1,58
Luft 40 cm	4,56	4,46	4,16	
Sauerstoff 40 cm	5,1	4,38	4,21	4,56
Sauerstoff ber.	4,78	4,68	4,37	4,61
Luft 17,9 cm	2,45	2,23	2,15	
Grubengas 17,9 cm	1,85	1,71	1,56	1,71
Grubengas ber.	1,77	1,61	1,56	1,65

Eine andere recht ausgeprägte Regelmässigkeit findet bei den nicht all zu leicht condensirbaren Gasen für die Ausströmung positiver Electricität statt. Es ist nämlich die Reaction des Flugrades (u) bei gleichem Druck und Menge der

1) Vielleicht rühren diese relativ geringen Abweichungen von der Bildung von Condensationsproducten bei der electrischen Ausströmung her.

ausströmenden Electricität nahezu der Quadratwurzel aus dem Moleculargewicht (d. h. Gasdichte) proportional. Es möge hier bemerkt werden, dass die Ausschläge des Flugrades bei verschiedenen Beobachtungszeiten nicht vollkommen gleich waren. Es war deshalb nöthig, die beiden zu vergleichenden Gase unmittelbar nacheinander zu untersuchen, was auch immer bei ähnlichen Versuchen geschah.

Die berechneten Zahlen ($u:i$) sind mit Hülfe der oben angeführten Gesetzmässigkeit ausgewerthet.

Wegen der vorhin bemerkten Abweichung der leichter condensirbaren Gase kann man für sie nicht eine ähnliche Regelmässigkeit erwarten, da das Verhältniss der Ausschläge des Flugrades für die beiden Gase mit dem Druck veränderlich ist.

Inzwischen macht diese Regelmässigkeit es höchst wahrscheinlich, dass die Gasmolecüle bei der Ausströmung positiver Electricität dieselbe tragen. Es wird hiermit die ältere Ansicht, dass die Gasmolecüle sich bei der electrischen Entladung betheiligen[1]), gegenüber der in neuerer Zeit vielfach vertretenen, dass die im Gase suspendirten Staubtheilchen die Entladung hauptsächlich vermitteln, vollkommen gerechtfertigt.

1) Vgl. G. Wiedemann u. Rühlmann, l. c. p. 385.

43. *Ueber die Wirkung von Erschütterungen auf den Magnetismus; von C. Fromme.*

(Zweite Mittheilung.)

Vor kurzem habe ich[1]) Beobachtungen veröffentlicht, welche die Einwirkung von Erschütterungen auf den Magnetismus, verglichen mit der Wirkung von Erwärmung, Biegung, Torsion, Transversalschwingungen, auch von um den Stab geleiteten alternirenden Strömen abnehmender Intensität, zum Gegenstand hatten. Zu neuen Versuchen über die Erschütterungswirkung veranlasste mich die Frage, ob electrische Schwingungen in der Nähe eines Eisenkörpers den magnetischen Zustand desselben zu ändern vermögen? Zur Untersuchung gelangten sowohl weiche Eisendrähte (15 cm lang und 0,18 cm dick), als auch Eisenfeilspähne. Die Versuche mit den Drähten will ich zuerst besprechen, sie waren die Veranlassung zur Anstellung der Erschütterungsversuche.

1. Die electrischen Schwingungen lieferte eine Holtz'sche Influenzmaschine. Die Entladungsfunken waren so wirksam, dass eine Röhre mit Eisenfeilspähnen selbst in mehreren Meter Entfernung ihre electrische Leitfähigkeit von einem unmerklich kleinen bis zu sehr hohen Werthen vergrösserte. Der Draht befand sich in grosser Nähe der Conductoren, denselben parallel. Er wurde entweder sofort nach dem Ausglühen einer kleinen magnetisirenden Kraft unterworfen, und das von dieser erzeugte permanente Moment PM gemessen, oder er wurde vor Wirkung der magnetisirenden Kraft zuerst den electrischen Schwingungen ausgesetzt. Das Resultat war ein negatives, indem kein die Grenzen der Beobachtungsfehler übersteigender Unterschied der PM in beiden Fällen sich ergab. Da der Draht vor jeder Messung von neuem ausgeglüht wurde, so zeigten schon die unter gleichen Verhältnissen erhaltenen Werthe der PM Unterschiede, welche vielleicht die zu beobachtende Differenz überstiegen. Aber auch, als das Beob-

1) C. Fromme, Wied. Ann. **61.** p. 55. 1897.

achtungsverfahren dahin abgeändert war, dass der Draht nach dem Ausglühen magnetisirt, darauf, ohne von neuem ausgeglüht zu werden, den electrischen Schwingungen ausgesetzt — wodurch sein PM abnahm — und wieder magnetisirt wurde, zeigte sich zwischen dem ersten und dem letzten PM kein Unterschied von Belang. Electrische Schwingungen, welche in der Nähe eines weichen Eisendrahtes entstehen, üben also keine Wirkung auf seine Susceptibilität für permanenten Magnetismus aus.

2. Ich versuchte nun eine Aenderung der Susceptibilität dadurch herbeizuführen, dass ich die Entladungen der Maschine durch den Draht hindurch gehen liess; auch die electrische *Leitfähigkeit* (von Pulvern) wird ja auf diese Weise stärker und leichter geändert, als wenn electrische Schwingungen nur in der Nähe stattfinden. In der That schienen die Beobachtungen jetzt ein positives Resultat zu liefern. Als Beispiel gebe ich in der folgenden Tabelle eine Reihe von Messungen, bei denen der ausgeglühte Draht zuerst einer kleinen magnetisirenden Kraft unterworfen und sein PM bestimmt wurde. Der Draht wurde darauf vorsichtig aus der Magnetisirungsspirale genommen, den Entladungen ausgesetzt, wieder vorsichtig in die Spirale gebracht und nochmals magnetisirt, wieder aus der Spirale entfernt, Entladungen ausgesetzt etc. Es wurden so vier Reihen von Beobachtungen angestellt, vor Beginn einer jeden wurde ausgeglüht. Alternirend mit diesen vier Reihen gingen andere, welche sich von den ersten dadurch unterschieden, dass auch schon nach dem Ausglühen, also vor der ersten Magnetisirung, Entladungen angewandt wurden. (Geglüht + Entladungen.) Tabelle 1 giebt die beobachteten PM.

Entladungen, welche durch den Draht gehen, scheinen also wirklich seine Susceptibilität zu vermindern, die Abnahme beträgt in der 1. 3. 5. 7. Reihe 6,3, also 5 Proc. des unmittelbar nach dem Glühen beobachteten PM. Aber auch wenn, wie in der 2. 4. 6. 8. Beobachtungsreihe, der Draht schon vor der ersten Magnetisirung Entladungen ausgesetzt worden war, setzten nach derselben angewandte neue Entladungen die Susceptibilität herab, im Mittel um 2,2, also nur um fast 2 Proc. des Anfangswerthes. Man müsste dann hieraus schliessen, dass auch schon die ersten, unmittelbar auf das Glühen fol-

genden Entladungen die Susceptibilität um 3 Proc. herabgesetzt hatten.

Tabelle 1.

	1. Reihe	3. Reihe	5. Reihe	7. Reihe
I. Geglüht	118,0	123,5	140,0	132,0
II. Nach Schwächung durch Entladungen und neuer Magnetisirung	111,0	118,0	132,0	127,0
	110,0	120,2	132,0	127,0
	110,7	—	131,7	126,0
Mittel aus II	110,6	119,1	131,9	126,7
Differenz gegen I	7,4	4,4	8,1	5,3
Mittel	6,3			

	2. Reihe	4. Reihe	6. Reihe	8. Reihe
Geglüht + Entladungen	124,4	123,2	127,0	127,0
Nach Schwächung durch Entladungen und neuer Magnetisirung	122,6	121,6	125,0	124,0
	122,8	120,9	123,7	124,8
	—	120,0	124,5	125,9
Mittel aus II	122,7	120,8	124,4	124,9
Differenz gegen I	1,7	2,4	2,6	2,1
Mittel	2,2			

Indessen konnte ich das Bedenken nicht unterdrücken, ob nicht am Ende doch geringfügige Erschütterungen hierbei die entscheidende Rolle gespielt hatten. Zwar hatte ich bei der Einwirkung der Entladungen auf den permanent magnetischen Draht ausserordentlich regelmässige *Verluste* an *PM* beobachtet, wie die folgende, nach Tab. 1 wohl verständliche Zusammenstellung zeigt:

Tabelle 1a.

1.	3.	5.	7. Reihe	Mittel	2.	4.	6.	8. Reihe	Mittel
35	33	43	36	37	28	29	32	30	30
15	15	21	22	18	15	19	23	20	19
15	—	18	19	17	—	19	15	14	16

Aber diese Regelmässigkeit in den Verlusten war vielleicht doch nur Folge besonders und gleichmässig vorsichtiger Handhabung des Drahtes beim Herausnehmen und Einlegen in die

Spirale etc. und die Verluste rührten nicht von den Entladungen, sondern ausschliesslich von ganz kleinen und unvermeidlichen Erschütterungen her, die dann wohl auch die einzige Ursache für die Abnahme der Susceptibilität bildeten.

Diese Ansicht erwies sich als richtig: Denn als die obigen Versuche wiederholt wurden, mit dem alleinigen Unterschiede, dass die Conductoren der Maschine sich in Berührung befanden, ergab sich nicht die geringste Abweichung von den oben geschilderten Resultaten.

Die Entladungen der Electrisirmaschine üben also auch dann, wenn sie durch den Eisenkörper hindurchgehen, keinen Einfluss auf die Susceptibilität aus.

3. Ich bin nun von sehr kleinen, unbeabsichtigten Erschütterungen zu stärkeren, absichtlich ertheilten übergegangen, um ihre Wirkung auf das permanente Moment, wenn sie *öfters und abwechselnd mit Magnetisirung* angewandt werden, zu untersuchen. Die Erschütterungen waren harte oder weiche und bestanden in einem häufigen Auffallen des Drahtes in horizontaler Lage und aus constanter, immer kleiner Höhe auf eine hölzerne Tischplatte oder auf eine grosse Anzahl Papierblätter. Der Draht wurde ausgeglüht, dann entweder zuerst erschüttert und darauf magnetisirt, oder sofort der magnetisirenden Kraft und zwar öfters unterworfen. Nach erfolgter Messung des PM wurde dasselbe durch Erschütterungen geschwächt, dann wurde wieder magnetisirt und so öfters. Die folgende Tab. 2 giebt die beobachteten permanenten Momente.

Eine 10 mal wiederholte Erschütterung genügte also in keinem Falle, um die Susceptibilität auf das Minimum zu bringen, dazu war eine 20—30 malige erforderlich. Dieses Minimum war aber kleiner, wenn ein Theil der Erschütterungen (10) schon *vor* Beginn der Magnetisirung erfolgt war. Dann war es im Mittel 87,1, im anderen Falle, wenn die Erschütterungen erst *nach* der ersten Magnetisirung einsetzten, dagegen 92,2. Die Ursache dieses Unterschiedes ist darin zu suchen, dass im letzteren Falle anfangs einmal ein grosses PM (im Mittel 169,5) bestanden hatte, welches nachwirkt.

Auf derselben Ursache beruht die verschiedene Grösse der Erschütterungs-PM (im Mittel 71,5 gegenüber 65,1).

Tabelle 2.

Es wurde hart, immer 10 mal hintereinander, erschüttert. Die magnetisirende Kraft wirkte ebenfalls jedesmal mit 10 Impulsen.

Geglüht und erschüttert			Geglüht		
Magnetisirt	Erschüttert	Verlust	Magnetisirt	Erschüttert	Verlust
94,6	64,3	30,3	168,0	73,0	95,0
89,8	63,8	26,0	100,6	74,0	26,6
87,3	65,8	21,5	98,8	72,7	26,1
87,5	66,4	21,1	94,0	69,5	24,5
Mittel —	65,1	—	—	72,3	—
91,2	62,8	28,4	169,6	69,8	99,8
85,6	65,8	19,8	96,0	74,0	22,0
87,3	66,5	20,8	94,8	73,0	21,8
87,2	66,5	20,7	92,7	69,0	23,7
Mittel —	65,4	—	—	71,4	—
95,0	60,5	34,5	170,8	71,9	98,9
86,9	63,5	23,4	96,9	70,1	26,8
87,0	66,9	20,1	91,2	70,5	20,7
86,3	68,5	17,8	92,0	71,0	21,0
Mittel —	64,8	—	—	70,9	—

Besonders bemerkenswerth ist nun, dass sich dieses, d. h. der Werth, auf welchen PM durch die Erschütterungen reducirt wird, innerhalb einer Reihe von Anfang an constant hält, so gross auch die Aenderungen der Susceptibilität innerhalb derselben Reihe sein mögen.[1]) Der durch die Erschütterungen verursachte Verlust nimmt bei Wiederholung des Verfahrens bis zu einem Minimum ab, welches im Mittel 20,3 und 22,9 ist, also als gleich in beiden Fällen gelten kann. Das Resultat von der Constanz des Erschütterungs-PM trotz Sinkens der Susceptibilität lässt sich auch folgendermaassen aussprechen:

Die Wirkung von Erschütterungen auf ein permanentes Moment erfolgt in der Weise, dass die Summe der augenblicklich stattfindenden Schwächung des Momentes und der durch frühere Erschütterungen derselben Art und Stärke schon verursachten Verminderung der Susceptibilität constant bleibt.

1) Auffälliger noch trat dies in anderen Beobachtungsreihen hervor, z. B. in Tab. 3, Reihe 2, wo die Aenderungen der Susceptibilität bedeutender sind.

4. Ich legte mir nun die Frage vor, ob es nicht doch möglich sein würde, durch eine *sehr grosse* Zahl von Erschütterungen, sämmtlich vor Beginn der Magnetisirung, schon das Minimum der Susceptibilität zu erreichen. Es stellte sich aber heraus, dass dies selbst 50 der harten Erschütterungen, wie sie bei den Versuchen der Tab. 2 angewandt waren, nicht vermochten. Dass eine noch grössere Zahl ebenfalls nicht zum Ziel geführt haben würde, ist daraus zu schliessen, dass 30 und 50 Erschütterungen keinen Unterschied ergaben. Auch bei Anwendung zahlreicher *weicher* Erschütterungen unmittelbar nach dem Ausglühen stellte sich ein Minimum der Susceptibilität erst nach öfterer *Abwechselung* zwischen Magnetisirung und Erschütterung ein, wie dies die folgende Tabelle zeigt.

Tabelle 3.

Weiche Erschütterungen.

Geglüht und 30 mal erschüttert								
Magnetisirt (10 mal)	100,0	93,6	87,4	88,8	89,4	86,5	88,5	Mittel d. 5 letzten Werthe 88,1
Erschüttert (10 mal)	40,7	46,7	47,0	48,6	47,0	51,0	48,2	Mittel 47,0
Verlust	59,3	46,9	40,4	40,2	42,4	35,6	40,3	Mittel d. 5 letzten Werthe 39,8

Geglüht, dann sogleich magnetisirt.										
gnetisirt 0 mal)	192,4	132,0	113,0	108,0	103,9	102,6	101,2	99,4	102,5	Mittel d. 4 letzten Werthe 101,4
chüttert ıal, zuerst 0 mal)	68,2	65,1	71,0	66,0	69,2	68,1	66,7	65,1	—	Mittel 67,4
ʳerlust	124,2	66,9	42,0	42,0	34,7	34,5	34,5	34,3	—	Mittel d. 4 letzten Werthe 34,5

Das Minimum der Susceptibilität wird in der ersten Reihe nach im ganzen 50 Erschütterungen erreicht, von welchen 2 mal 10 *nach* der ersten Magnetisirung fielen. In der zweiten Reihe waren 70 Erschütterungen erforderlich. Die Grösse des Minimums ist ebenso wie in Tab. 2 in den beiden Reihen

sehr verschieden (88,1 gegen 101,4). Das Erschütterungsmoment ändert sich auch jetzt bei Wiederholung des Verfahrens nicht, trotz grosser Abnahme der Susceptibilität, der Unterschied seiner Grösse in den beiden Reihen ist wieder vorhanden (47,0 gegen 67,4). Die Erschütterungsverluste erreichen bei Wiederholung einen kleinsten Werth, der, wenn alle hier nicht aufgeführten Reihen berücksichtigt werden, ebenso wie in Tab. 2 unabhängig davon zu sein scheint (37,3 gegen 35,0), ob mit den Erschütterungen sofort nach dem Ausglühen oder erst nach erfolgter Magnetisirung begonnen worden war.

5. Bei allen vorher besprochenen Versuchen war die magnetisirende Kraft klein, die Stromstärke betrug ca. $^1/_{20}$ Amp., die magnetisirende Kraft war das 47 fache derselben. Bei weiteren Beobachtungen wurde die Stromstärke durch Ausschaltung vom Rheostatenwiderstand von $^1/_{20}$ Amp. bis auf 1 Amp. variirt, um festzustellen, ob die beschriebenen Erscheinungen von der Grösse der magnetisirenden Kraft abhingen.

Tabelle 4.

Die Erschütterungen waren weiche. Der Eisendraht wurde nach dem Glühen 30 mal erschüttert, dann magnetisirt (10 mal), erschüttert (10 mal), wieder magnetisirt (10 mal), nochmals erschüttert (10 mal) etc. Nachdem durch hinreichende Wiederholung des Versuches das Minimum der Susceptibilität erreicht war, wurde die Stromstärke vergrössert und, ohne dass nochmals geglüht worden wäre, abwechselnd 10 mal magnetisirt und erschüttert etc.

Rheostatenwiderstand	Anfangswerth des PM	Minimumwerth des PM	Differenz in Proc. des Minimums	Erschütterungs-PM (Mittelwerth)	Erschütterungsverlust (Minimum)	Derselbe in Proc. des Minimumwerthes von PM
100	114,0	94,6	20,0	51,1	44,3	47
50	372,0	356,1	4,5	179,6	174,5	49
30	569,6	556,5	2,2	253,7	280,7	50
10	693,0	671,8	3,1	298,9	364,0	54
0	721,0	714,0	1,0	315,7	399,5	56

(Tabelle 5 auf der folgenden Seite.)

Diese und andere Beobachtungen zeigten, dass die Erscheinungen bei allen magnetisirenden Kräften die gleichen waren: Die vor Beginn der Magnetisirung erfolgenden Erschütterungen

verringerten zwar die Susceptibilität, aber ein Minimum wurde erst dann erreicht, wenn zwischen Erschütterung und Magnetisirung öfters abgewechselt war. Je grösser aber die magnetisirende Kraft war, desto weniger vermochte der Wechsel von Magnetisirung und Erschütterung die Susceptibilität procentisch noch herabzusetzen. Auch der Anfangswerth des PM ist ja — wie in der ersten Mittheilung ausgesprochen wurde — desto unabhängiger von vorhergegangenen Erschütterungen, je grösser die magnetisirende Kraft ist. Das Erschütterungs-PM ist von Anfang an constant, wird also von dem Sinken der Susceptibilität nicht beeinflusst. Der Erschütterungsverlust nimmt bis zu einem Minimun ab, und er bildet einen um so grösseren Theil des PM, je grösser dieses ist. Die Wirksamkeit der Erschütterungen wächst also nicht proportional der Grösse des permanenten Moments, sondern rascher.

Tabelle 5.

Harte Erschütterungen, sonst alles wie in Tab. 4.

Rheostaten-widerstand	Anfangs-werth des PM	Minimum-werth des PM	Differenz in Proc. des Minimums	Erschütte-rungs-PM (Mittelwerth)	Erschütte-rungsverlust (Minimum)	Derselbe in Proc. des Minimum-werthes von PM
120	37,2	30,3	23	10,4	19,7	66
75	122,0	108,3	13	26,1	83,1	77
50	296,6	281,1	5	46,1	234,0	83
30	528,5	528,1	0	72,3	455,8	86
0	720,8	713,4	1	98,5	613,0	86

6. Ich wende mich schliesslich zur Mittheilung der Versuche über die Einwirkung electrischer Schwingungen auf die Magnetisirbarkeit von *Eisenfeilspähnchen*. Dieselben füllten ohne Anwendung von Druck eine Glasröhre von 15 cm Länge und 1,5 cm lichtem Durchmesser aus.

Es ergab sich, dass weder das temporäre noch das permanente Moment der Röhre sich änderte, wenn die Leitfähigkeit infolge der electrischen Schwingungen von einem verschwindend kleinen bis zu sehr hohen Werthen stieg, und dass umgekehrt auch grosse Aenderungen des temporären magnetischen Moments, hervorgebracht durch starke Aenderung der

magnetisirenden Kraft, ohne Einfluss auf die Leitfähigkeit blieben. Wurde die Röhre *während* der Wirkung der magnetisirenden Kraft erschüttert, so nahm das temporäre Moment erheblich zu, während das Leitungsvermögen wieder sehr klein wurde, bez. es blieb. Wurde *nach* Wirkung der magnetisirenden Kraft erschüttert, so nahmen Leitungsvermögen und permanentes Moment gleichzeitig ab.

Endlich wurden die Entladungen der Maschine durch die Röhre hindurch geleitet. Geschah dieses *während* der Wirkung der magnetisirenden Kraft, so nahm das temporäre Moment zu, geschah es *nach* der Wirkung der Kraft, so nahm das permanente Moment ab. Die Leitfähigkeit nahm aber in jedem Fall einen hohen Werth an. Durch die Röhre geschickte electrische Entladungen beeinflussen also das magnetische Moment in der gleichen Weise wie Erschütterungen.

7. Folgendes sind also, kurz zusammengefasst, die *Resultate* der vorliegenden Untersuchung:

a) Electrische Schwingungen beeinflussen die Susceptibilität für permanenten Magnetismus weder bei einem Eisendraht noch bei einer Röhre voll Eisenfeilspähne, wenn sie auch die electrische Leitfähigkeit der Röhre innerhalb sehr weiter Grenzen ändern. Ebenso wirken sie nicht auf ein bestehendes temporäres oder permanentes Moment der Feilspähne, und eine grosse Aenderung des Moments beeinflusst auch nicht die Leitfähigkeit der Röhre mit den Feilspähnen. Die Aenderung der electrischen Leitfähigkeit vollzieht sich *zwischen* den einzelnen Spähnchen, während der Vorgang der Magnetisirung sich ausschliesslich *in* ihnen abspielt.

b) Electrische Entladungen ändern, wenn sie durch den Draht oder die Röhre hindurchgehen, die bestehende Magnetisirung, ähnlich wie Erschütterungen.

c) Erschütterungen, welche *vor* der Magnetisirung angewandt werden, vermögen, auch wenn sie sehr zahlreich sind, nicht, das erreichbare Minimum der Susceptibilität für permanenten Magnetismus herbeizuführen. Dieses tritt vielmehr erst nach öfterer Abwechselung zwischen Erschütterung und Magnetisirung ein. Hierbei sinkt das bestehende permanente Moment infolge der Erschütterungen stets auf den gleichen Werth, so verschieden auch wegen der Abnahme der Susceptibilität die

Anfangswerthe sind; dieser „Erschütterungswerth" ist aber grösser, wenn man die Beobachtungsreihe mit der Magnetisirung, als wenn man sie mit Erschütterungen begonnen hätte, und ebenso verhält es sich auch mit dem Minimum der Susceptibilität. Der durch die Erschütterungen verursachte Verlust des bestehenden permanenten Moments nimmt also mit Wiederholung des Verfahrens bis zu einem Minimum ab, dessen Werth aber unabhängig davon ist, ob man zuerst magnetisirt oder zuerst erschüttert hatte. Je grösser die magnetisirende Kraft ist, desto geringer wird der Einfluss einer Abwechselung zwischen Magnetisirung und Erschütterung auf die Susceptibilität für permanenten Magnetismus. Dagegen wächst die procentische Schwächung eines bestehenden permanenten Moments durch Erschütterungen mit der Grösse desselben.

Giessen, im August 1897.

44. *Ueber Bewegungen, hervorgebracht durch den electrischen Strom; von Ferdinand Braun.*

1. Die Erscheinungen der electrischen Endosmose, deren Gesetze zuerst durch G. Wiedemann[1]) und später unter theoretisch einfacheren Bedingungen von G. Quincke[2]) studirt wurden, sind vielfach zur Erklärung biologischer Erscheinungen, welche der electrische Strom bewirkt, herangezogen worden. Die Fortführung durch organisirte Körper haben in dieser Rücksicht insbesondere du Bois-Reymond[3]) und Munk[4]) verfolgt. Bei allen seither studirten Wirkungen muss eine erhebliche Electricitätsmenge den Körper durchfliessen, ehe eine bemerkbare Aenderung eintreten kann, und es erscheint daher zweifelhaft, ob sie in dieser directen Weise zur Geltung kommen. Man scheint aber eine Folgerung übersehen zu haben, welche auf eine fast momentane Wirkung führt. Ich möchte im Folgenden auf dieselbe hinweisen.

2. Wenn eine imbibitionsfähige Membran zwei verschiedene Electrolyte A und B trennt und man lässt vom einen zum anderen Electrolyten einen Strom fliessen, so wird je nach der Stromrichtung der eine oder andere Electrolyt in die Membran geführt. Nun ändert sich die Spannung solcher Membranen im allgemeinen mit der Natur der aufgesaugten Flüssigkeiten. Verhält sich die Membran in dieser Beziehung gegen die Lösungen A und B verschieden, so muss daher eine mit der Stromrichtung wechselnde Spannungsänderung eintreten und zwar, wenn die Membran sehr dünn, der Uebergang der Flüssigkeit A in die Flüssigkeit B sehr jäh ist, in sehr kurzer Zeit. Ist die Membran gekrümmt, so muss dies eine Aenderung der Krümmung und damit eine Bewegung der Membran, welche an der Kuppe derselben am stärksten ist, bewirken. Erfolgt

1) G. Wiedemann, Pogg. Ann. 87. p. 321. 1852.
2) G. Quincke, Pogg. Ann. 113. p. 513. 1861.
3) du Bois-Reymond, Monatsber. Berl. Akad. 1860. p. 172 u. 846.
4) H. Munk, du Bois-Reymond u. Reichert's Archiv 1873. p. 241.

die Bewegung nach der Flüssigkeit *A* hin für eine positive Krümmung, so muss sie von *A* weg gehen für eine negative Krümmung. Es ist also eine Bewegung zu erwarten, welche, bezogen auf den äusseren Raum ceteris paribus, commutirt mit dem Sinn des Stromes und der Krümmung. Es fragt sich nur, wie sich quantitativ die Erscheinung gestaltet.

3. Es zeigen nun einfache Versuche, dass die Bewegungen stark genug sind, um bei aufmerksamer Beobachtung schon mit blossem Auge wahrgenommen zu werden. Es wurde ein Glastrog benutzt, der durch eine ebene Glaswand in zwei Kammern getrennt war. Die Scheidewand enthielt eine kreisförmige Oeffnung von etwa 1,5 cm Durchmesser. Diese wurde mit Schweins- oder besser mit Hausenblase überzogen. Man sorgte durch einseitige Druckerhöhung für eine Ausbauchung der Membran. Lässt man dann einen Strom von etwa 0,1 Amp. hindurchfliessen, so ist die Bewegung der Membran zu erkennen.

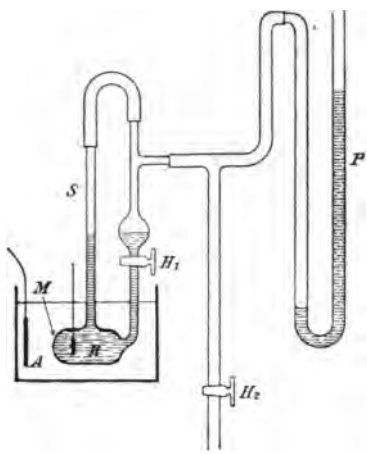


Fig. 1.

4. Für eine genauere Prüfung benutzte ich die folgende Anordnung (Fig. 1): Die Membran *M* trennt die beiden Flüssigkeiten *A* und *B*. Die *B* enthaltende Röhre ist ca. 1,5 cm, das Steigrohr *S* etwa 2 mm weit. Mittels des mit Wasser gefüllten Manometers *P* kann man einen Ueber- oder Unterdruck auf die Flüssigkeit *B* ausüben, der einer Wassersäule von rund 1 m entspricht und somit die Krümmung der Membran nach Grösse und Sinn ändern. Die Hähne H_1 und H_2 werden geschlossen, wenn die gewünschte Druckdifferenz erreicht ist. Die in *B* eingeführte Electrode ist der Membran *M* möglichst nahe gebracht, um den störenden Einfluss der Joule'schen Wärme möglichst zu verkleinern. Natürlich kommt diese, ebenso wie die Fortführung durch die Membran hindurch als Fehlerquelle in den Versuch hinein. Doch zeigen

sich die Erscheinungen in fast momentanen Bewegungen der Flüssigkeitskuppe im Steigrohr sehr klar und deutlich. Sie liegen zwischen blossen Aenderungen der Meniscuskrümmung und Verschiebungen von 1 bis 2 mm und unterscheiden sich deutlich, namentlich bei raschem Umlegen des Stromes, von den langsamen fortdauernden Verschiebungen, welche die störenden erwähnten Umstände herbeiführen. Die Bewegung des Meniscus ändert mit grösster Regelmässigkeit ihren Sinn mit dem Sinn der Membrankrümmung. Nur bei steifen Membranen und geringer Krümmung habe ich Unregelmässigkeiten beobachtet, welche mich eine Zeit lang störten, bis ich ihren einfachen Grund erkannte. Die Membran besitzt dann an der einen Stelle positive, an der anderen negative Krümmung und schlägt plötzlich, scheinbar ganz unregelmässig, in der einen oder anderen Richtung durch ihre Anfangslage hindurch.

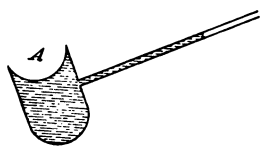


Fig. 2.

Die Stärke der Wirkungen hängt natürlich ausser vom Strom ab von der Natur der Flüssigkeiten und dem Verhalten der Membran gegen dieselben. Um Gasentwickelungen in *B* zu vermeiden, benutzte ich als Flüssigkeit *B* für diese Zink- und Kupferlösungen. Als äussere Flüssigkeit wurden sehr verschiedene Lösungen verwendet, sowohl solche (wie Natroncarbonat, Natronhydrat, Ferrocyankalium), welche Niederschläge mit *B* geben, wie auch andere (Wasser, verdünnte Schwefelsäure, z. B. *A* Schwefelsäure von 1,05, *B* Zinkvitriol von 1,25 spec. Gewicht). Auch mit Lösungen des in *B* enthaltenen Salzes, wenn dieselben nur eine andere Concentration besitzen, zeigen sich die Erscheinungen; sie verschwinden aber, wie zu erwarten, wenn beide Lösungen gleich concentrirt sind. Auf Einzelheiten will ich hier nicht eingehen; auf einige auffallende Beobachtungen komme ich vielleicht später zurück.

5. Dass die Aenderungen der Membranspannung im Sinn der durch den Strom bewirkten Bewegungen gehen, zeigen leicht Versuche der folgenden Art. Man bringe das Gefäss in die Lage, die Membran in die Gestalt, wie Fig. 2 zeigt. Giesst man in den Hohlraum *A* verschiedene Flüssigkeiten oder leitet z. B.

Aetherdampf hinein, so treten entsprechende Bewegungen des Meniscus ein.

6. Endlich habe ich die Aenderungen der Membranspannung direct verfolgt, indem ich in ein altes Saussure'sches Hygrometer statt des Haares einen Streifen der Membran einspannte und denselben abwechselnd in verschiedene Lösungen tauchte. Der Zeiger des Instrumentes macht dann starke Bewegungen, es treten aber sehr eigenthümliche scheinbare Unregelmässigkeiten dabei auf.

7. Denkt man sich eine Reihe von Zellen etwa von der in Fig. 3 gezeichneten Gestalt, innen mit conc. Lösung gefüllt, aussen von verdünnter umgeben und schickt einen Strom im Sinn des Pfeiles hindurch, so wird eine Gestaltsänderung eintreten, wie sie die Figur andeutet. Sie werden sich verhalten wie Quecksilbertropfen in verdünnter Schwefelsäure, und da der Schwerpunkt in dem Zellinhalt wandert, so wird sich die ganze Zelle, falls sie beweglich ist, verschieben.

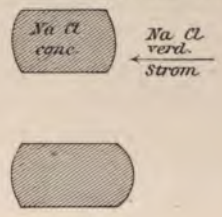


Fig. 3.

8. Wieweit die hier mitgetheilten Versuche auf biologische Vorgänge anwendbar sind, dies zu entscheiden überlasse ich den betreffenden Fachleuten. Dass sie aber bei manchen gelegentlich von solchen gemachten Beobachtungen heranzuziehen sind, erscheint mir ausser Frage, z. B. bei den Beobachtungen, über welche L. Hermann[1]) vor kurzem berichtete und die sich auf Bewegungen von Nervenmark durch den Strom beziehen. Ich glaube, dass dieselben sich in vielen Einzelheiten aus den angegebenen Principien erklären. Auch die Beobachtungen von Verworn[2]) über die Gestaltsänderungen von Amöben wären in diesem Sinne zu prüfen. Jedenfalls wird man bei derartigen Versuchen und der Frage, ob sie auf physikalische Grundlage im Sinn des Mitgetheilten zurückführbar sind, zu achten haben auf die Krümmung und das, ich möchte sagen, quasi-capillare Verhalten der Oberfläche des betreffenden Objects gegen die Versuchsflüssigkeit. Nach

1) L. Hermann, Pflüger's Archiv f. Physiologie **67.** p. 240. 1897.
2) M. Verworn, l. c. **65.** p. 47. 1896.

Analogie der in 5. angeführten Versuche scheint es im Princip jedenfalls möglich, dies immer experimentell festzustellen.

Ich bemerke endlich, dass die Versuche schon vor nahezu drei Jahren angestellt worden sind, ohne damit gegen etwaige Prioritätsreclamationen etwas aussagen zu wollen.

Victoria (Vancouver), 6. September 1897.

Erst nach meiner Rückkehr hierher komme ich dazu, die Arbeiten von Hermann und Verworn, die ich seither nur aus Referaten in der naturwissenschaftlichen Rundschau kannte, im Original durchzusehen. Ich ersehe aus denselben, dass sie Erscheinungen beschreiben, welche ich im Anschluss an die vorstehenden Beobachtungen als in der Natur bei geeigneten Objecten auffindbar betrachtete. Hermann erwähnt eine vielfach ähnliche Erklärungsart — nur sollte er da, wo er von Oberflächenspannung oder Coagulation spricht, direct, wie hier geschehen, Spannung einer imbibitionsfähigen Membran setzen. Ich kenne seine Versuche nicht aus eigener Anschauung, würde aber glauben, dass sich viele derselben bei einer Wiederholung ad hoc erklären; nur dass „in der Regel" die Richtung des Stromes im Nerven einen entscheidenden Einfluss hat, ist mir vorerst unverständlich. — Auch auf die Beobachtungen von Verworn scheint mir einiges Licht zu fallen; z. B. die Gestaltsänderungen, welche er in Fig. 3 angiebt, würden erklärbar sein, wenn die Membran gewissermaassen aus starreren und dünneren Partien bestände. Letztere müssten bei der von ihm angegebenen Stromrichtung sich mit Wasser durchtränken, ihre Krümmung daher stark zunehmen (wie sie es thun) und die ganze Kuppe daher an der betreffenden Stelle stark schrumpfen (wie er beobachtet). Ob die Schwerpunktsverlegung die Fortbewegung erklärt, würde der Versuch leicht entscheiden lassen — sie dürfte (vom dauernden Flüssigkeitstransport abgesehen) nur währen, so lange sich die Gestalt der Amöbe ändert und müsste vom specifischen Gewicht der umgebenden Flüssigkeit abhängen.

Strassburg, 4. Nov. 1897.

45. *Bemerkung zur Zustandsgleichung; von M. Thiesen.*

Die Schwierigkeiten, welche der Herleitung einer geeigneten Form der Zustandsgleichung flüssiger Körper aus dem immer noch lückenhaften und nicht selten durch die Bearbeitung entstellten Beobachtungsmaterial entgegenstehen, sind bisher durch die Folgerungen, welche man aus der kinetischen Gastheorie gezogen hat, nicht beseitigt worden. Nur die eine allerdings sehr wichtige Thatsache darf als feststehend angesehen werden, dass die Gesetze, welche an die Namen Boyle oder Mariotte, Gay-Lussac und Avogadro geknüpft sind, für den Grenzfall eines unendlich dünnen Gases in aller Strenge gelten.

Der durch die erste Nummer der Beiblätter vier Jahre nach seinem Erscheinen zuerst weiteren Kreisen bekannt gewordene Versuch van der Waals', eine ganz bestimmte Form der Zustandsgleichung mit nur wenigen durch den Versuch zu bestimmenden Constanten aus der Theorie herzuleiten, hat ohne Zweifel mächtig anregend gewirkt. Aber eine genauere Prüfung verträgt die Zustandsgleichung van der Waals' nach keiner Richtung hin. Soweit es sich um ihre Bestätigung durch die Erfahrung handelt, werde ich an anderer Stelle nachweisen, dass sie für Stoffe, deren kritische Daten genauer bekannt sind, selbst dann nicht gilt, wenn man an Stelle der von van der Waals' eingeführten zwei Constanten beliebige Functionen der Temperatur setzt. Ebenso leicht wird eine andere, wiederholt aufgestellte Verallgemeinerung der van der Waals'schen Gleichung widerlegt, nach welcher bei gleichem Volumen der Druck eine lineare Function der Temperatur[1]), also die

1) Man vergleiche hierzu die Discussion, welche durch die entsprechende Behauptung M. Lévy's hervorgerufen wurde: Compt. rend. 87. p. 449. 488. 517. 554. 593. 649. 676. 713. 718. 731. 773. 826. 1878.

specifische Wärme bei gleichem Volumen eine Constante sein müsste.

Ich will nun zeigen, dass auch drei viel allgemeinere Annahmen, welche die letzterwähnte als speciellen Fall enthalten, durch Erfahrungsthatsachen widerlegt werden können.

Zunächst möge vorausgesetzt werden, dass nicht der Druck, sondern die Energie u des Körpers bei gleichem Volumen eine lineare Function der absoluten Temperatur ϑ sei. Es soll also sein:

$$u = A + B\vartheta, \tag{1}$$

falls A und B vom Volumen v abhängige Grössen bezeichnen.

Sei nun P die zuerst von Massieu[1]) eingeführte Charakteristik (die negative freie Energie nach Helmholtz), deren partielle Differentialquotienten nach dem Volumen v und nach ϑ gleich dem Drucke p und der Entropie s sind, so erhält man aus (1), da

$$u = \vartheta s - P = \vartheta^2 \frac{\partial}{\partial \vartheta} \cdot \frac{P}{\vartheta}$$

ist, unter Einführung von E, einer neuen Function des Volumens:

$$P = -A + B\vartheta \log \vartheta + E\vartheta, \tag{2}$$

$$p = -\frac{\partial A}{\partial v} + \frac{\partial B}{\partial v}\vartheta \log \vartheta + \frac{\partial E}{\partial v}\vartheta, \tag{3}$$

$$s = B(1 + \log \vartheta) + E. \tag{4}$$

Sei in mechanischer Einheit c die specifische Wärme bei gleichem Volumen, so folgt aus (4)

$$c = B; \tag{5}$$

d. h. c hängt bei der eingeführten Hypothese nur von der Dichte ab. Man kann auch umgekehrt (1) aus (5) ableiten; die beiden Annahmen sind identisch.

Zur Prüfung der Hypothese mittels Gleichung (5) kann man zunächst das Verhalten des Wassers in der Nähe von 4° benutzen. Man überzeugt sich leicht, dass beim Bestehen dieser Gleichung c bei Atmosphärendruck, als Function der Temperatur betrachtet, in der Nähe von 4° ein Maximum besitzen müsste. Nun findet man:

1) Massieu, Compt. rend. **69.** p. 858 u. 1057. 1869.

ϑ	$10^6 \frac{\partial v}{\partial \vartheta}$	$-10^7 \frac{\partial v}{\partial p}$	$C-c$	C	c
273° + 0°	− 68	538	0,0006	1,0000	0,9994
273° + 5°	+ 16	526	0,0000	0,9967	0,9967
273° + 10°	+ 88	516	0,0010	0,9942	0,9932
273° + 20°	+ 207	498	0,0061	0,9916	0,9855
273° + 30°	+ 305	484	0,0141	0,9915	0,9774
273° + 40°	+ 389	476	0,0241	0,9933	0,9692

Dabei bezeichnet:

$\partial v/\partial \vartheta$ den Ausdehnungscoefficienten des Wassers, berechnet aus den Versuchen von Thiesen, Scheel und Diesselhorst[1]);

$\partial v/\partial p$ den Compressionscoefficienten des Wassers für kleine Drucke, berechnet aus Amagat's Versuchen nach

$$-10^7 \frac{\partial v}{\partial p} = 471 + 0{,}023\,(t-54)^2;$$

$C-c$ den Unterschied der beiden specifischen Wärmen, in calorischer Einheit, berechnet aus

$$C-c = -\vartheta \left(\frac{\partial v}{\partial \vartheta}\right)^2 / 41{,}34 \frac{\partial v}{\partial p};$$

C die specifische Wärme bei Atmosphärendruck nach Lüdin.[2])

Der Gang der in der letzten Columne enthaltenen Werthe von c widerspricht durchaus der Annahme, dass c bei 4° ein Maximum habe.

Da diese Folgerung ganz darauf beruht, dass man die neueren Bestimmungen der specifischen Wärme des Wassers als genügend genau ansieht, so soll die Hypothese noch an einem Gemisch aus m_2 Theilen Flüssigkeit und m_1 Theilen Dampf geprüft werden. Wird ein solches Gemisch bei constantem Volumen um dt erwärmt, so ist die zugeführte Wärme

$$c\,dt = (m_2 - dm)\,h_2\,dt + \varrho\,dm + (m_1 + dm)\,h_1\,dt.$$

Dabei bezeichnen ϱ die Verdampfungswärme, dm die verdampfte Menge, h_2 und h_1 die specifischen Wärmen in der

1) Thiesen, Scheel u. Diesselhorst, Wied. Ann. **60.** p. 349. 1897.
2) Beibl. **20.** p. 765. 1896.

Dampfcurve. Andererseits muss sein, da das Volumen constant bleiben soll:

$$m_2 v_2 + m_1 v_1 = (m_2 - dm)(v_2 + dv_2) + (m_1 + dm)(v_1 + dv_1).$$

Aus beiden Gleichungen erfolgt durch Elimination von dm:

$$c = m_2 \left(h_2 + \frac{\varrho}{v_2 - v_1} \frac{dv_2}{dt}\right) + m_1 \left(h_1 + \frac{\varrho}{v_2 - v_1} \frac{dv_1}{dt}\right).$$

Soll nun c nur vom Volumen abhängen, so müssen die eingeklammerten Grössen constant sein. Die Differenz dieser Grössen lässt sich aber in die Form

$$\varrho \frac{d}{d\vartheta} \cdot \log \frac{dp}{d\vartheta}$$

bringen und diese Grösse ist nicht constant, da sie im kritischen Punkte verschwindet.

Auch die Versuche G. Wiedemann's[1]) über den Zerfall wasserhaltiger Salze in Dampf und wasserfreies Salz würden ähnliche Schlüsse zu ziehen gestatten.

An zweiter Stelle prüfen wir die Hypothese, dass die Energie bei constantem Volumen eine lineare Function des Druckes sei. Man kann zu derselben durch folgende Ueberlegung kommen.

Die Energie setzt sich zusammen aus der potentiellen Energie und der lebendigen Kraft. Hängen die inneren Kräfte nur von Entfernungen ab, so ist die potentielle Energie $^2/_3$ des Virials der inneren Kräfte.[2]) Die lebendige Kraft ist gleich dem Virial der inneren Kräfte, vermehrt um $3pv/2$, falls die äusseren Kräfte nur Druckkräfte sind. Nimmt man jetzt an, dass die gegenseitigen Entfernungen der einander anziehenden Körpertheilchen unabhängig von der Energie der Bewegung sind, so wird das innere Virial nur von v abhängen, und man hat unter Einführung zweier nur von v abhängiger Grössen D und F, unabhängig von jeder Hypothese über die Temperatur:

$$u = Dp + F. \tag{6}$$

D hat überdies den theoretischen Werth $^3/_2 v$.[3])

---

1) Pogg. Ann. Jubelbd. p. 474. 1874.

2) Weinstein, Wied. Ann. **54.** p. 548. 1895.

3) Ein beliebiger Werth von D würde den Fall umfassen, dass das innere Virial bei gleichem Volumen mit dem Drucke linear verläuft.

Aus (6) folgt nun zunächst die partielle Differentialgleichung für P:

$$\vartheta \frac{\partial P}{\partial \vartheta} - P = D \frac{\partial P}{\partial v} + F. \tag{7}$$

Setzt man:

$$\frac{dv}{D} = \frac{dV}{V}, \tag{8}$$

so wird dieselbe integrirt durch

$$P = \vartheta f(\vartheta V) + G, \tag{9}$$

wo f das Zeichen einer willkürlichen Function und G eine Function von v ist, welche der Differentialgleichung

$$F + G + V \frac{dG}{dV} = 0 \tag{10}$$

Genüge leistet.

Aus (9) folgt nun unmittelbar weiter, wenn f' die erste Ableitung von f und f_1 ein anderes Functionszeichen bedeutet:

$$p = \frac{\vartheta}{D} \vartheta V f'(\vartheta V) + \frac{dG}{dv}; \tag{11}$$

$$s = f(\vartheta V) + \vartheta V f'(\vartheta V) = f_1(\vartheta V); \tag{12}$$

$$c = \vartheta V f_1'(\vartheta V). \tag{13}$$

Wir bilden nun noch:

$$\frac{\partial p}{\partial \vartheta} = \frac{\partial s}{\partial v} = \frac{\vartheta V}{D} f_1'(\vartheta V) = \frac{c}{D}. \tag{14}$$

Diese Gleichung bleibt jedenfalls für Wasser in der Nähe des Dichtemaximums unerfüllt; setzt man überdies für D seinen theoretischen Werth, so führt die resultirende Gleichung

$$c = \frac{3}{2} v \frac{\partial p}{\partial \vartheta}$$

für sehr kleine Dichten auf das Verhältniss der specifischen Wärmen $5c = 3C$, welches nur für die sogenannten einatomigen Gase gültig ist.

Bei der dritten zu prüfenden Hypothese gehen wir im allgemeinen von den Annahmen der zweiten Hypothese aus, lassen aber die Beschränkung fallen, dass das innere Virial nur vom Volumen abhängen soll.

Dann findet man durch Elimination des inneren Virials

$$u + pv = \frac{5}{2} L, \tag{15}$$

falls L die lebendige Kraft bezeichnet.

Drückt man wieder u und p durch P aus, so erhält man

$$\vartheta \frac{\partial P}{\partial \vartheta} - P + v \frac{\partial P}{\partial v} = \frac{5}{2} L. \tag{16}$$

Führen wir jetzt die Hypothese ein, dass die lebendige Kraft L der absoluten Temperatur proportional sei[1]), so lässt sich das Integral von (16) in die Form bringen:

$$P = \vartheta f_2\left(\frac{\vartheta}{v}\right) + \frac{5}{2} L \log v. \tag{17}$$

Hieraus folgt weiter:

$$p = -\frac{\vartheta^2}{v^2} f_2'\left(\frac{\vartheta}{v}\right) + \frac{5}{2}\frac{L}{v}; \tag{18}$$

$$s = f_2\left(\frac{\vartheta}{v}\right) - \frac{\vartheta}{v} f_2'\left(\frac{\vartheta}{v}\right) + \frac{5}{2}\log v \frac{dL}{d\vartheta} = f_3\left(\frac{\vartheta}{v}\right) + \frac{5}{2}\log v \frac{dL}{d\vartheta}; \tag{19}$$

$$c = \frac{\vartheta}{v} f_3'\left(\frac{\vartheta}{v}\right). \tag{20}$$

Aus (18) und (20) folgt, dass c eine Function von p allein ist, dies aber widerspricht der Erfahrung, wie schon aus dem Unterschied zwischen den specifischen Wärmen von Dampf und Flüssigkeit geschlossen werden kann.

Die dritte Hypothese entspricht, soviel ich sehe, ganz den Annahmen, welche der oben citirten Arbeit von Weinstein zu Grunde liegen, sobald man von den Stosskräften absieht, welche von Weinstein selbst nur bedingungsweise eingeführt und unter sehr speciellen Voraussetzungen berechnet werden. Wenn wir trotzdem hier zu Schlüssen kommen, welche der Arbeit Weinstein's fremd sind, so liegt das daran, dass von Weinstein die Principien der mechanischen Wärmetheorie nicht benutzt wurden.

Ein vierter Versuch, für das innere Virial eine den Entwickelungen Weinstein's möglichst entsprechende Form an-

---

1) Die weitergehende Hypothese, dass die lebendige Kraft eine beliebige Function der Temperatur sei, ändert nichts Wesentliches in der Schlussfolgerung; in diesem Falle wird c gleich der Summe einer Function des Druckes allein und einer Function der Temperatur allein.

zunehmen, dafür aber die Hypothese über die Beziehung zwischen lebendiger Kraft und absoluter Temperatur wieder fallen zu lassen, führt auf

$$P = \vartheta f_4(\vartheta v^\alpha) + \frac{\omega}{v}, \tag{21}$$

wo α eine Constante, ω eine Function der Temperatur bezeichnet. Man kann durch Amagat's Versuche über die Compressibilität des Wassers in Verbindung mit der Bestimmung des Verhältnisses der specifischen Wärmen des Wasserdampfes durch Jaeger nachweisen, dass auch diese Gleichung keine allgemeine Gültigkeit hat.

Ich habe vorstehend einige Formen der Zustandsgleichung untersucht, welche mindestens zwei willkürliche Functionen enthalten, durch die nächstliegenden Hypothesen der kinetischen Gastheorie gestützt werden, und überdies, abgesehen von der letzten, Verallgemeinerungen eines für weite Gebiete mit grosser Näherung gültigen, vielfach aufgestellten Satzes sind, und ich habe gefunden, dass denselben keine allgemeine Gültigkeit für alle Flüssigkeiten zukommt. Nun ist es leicht, die Schwäche der immer noch benutzten Hypothesen zu erkennen. Lässt man dieselben aber fallen, so dürfte es kaum möglich sein, zu so bestimmten Formen zu gelangen, dass denselben ein praktischer Werth zukommt. Ein wirklicher Fortschritt auf diesem Gebiete dürfte daher zunächst nur von exacten Messungen und deren vorurtheilsfreier sachgemässer Bearbeitung zu erwarten sein.

46. *Betrachtungen über die Dampfdrucke gegenseitig löslicher Flüssigkeiten; von W. Ostwald.*

Die Frage, ob zwei Flüssigkeiten miteinander vollkommen oder nur theilweise mischbar sind, ist im allgemeinen eine der Temperatur. Denn ebenso wie alle Gase miteinander mischbar sind, sind es auch alle Dämpfe, und zwar wahrscheinlich bis zur kritischen Temperatur herunter; bei dieser wären dann auch alle Flüssigkeiten mischbar. Unterhalb der kritischen Temperatur treten die beiden Fälle der vollkommenen und der unvollkommenen Mischbarkeit ein, und es lässt sich ein wesentlicher Umstand ausmachen, durch den der Unterschied bedingt wird.

Setzen wir die Flüssigkeit A in kleinen Mengen zu der sie lösenden Flüssigkeit B, so wird die Folge sein, dass der Dampfdruck von A in dem Gemische von Null ab zunächst proportional der zugesetzten Menge wächst, während der von B langsam in gleicher Weise abnimmt. Aendern wir stetig das Verhältniss beider Bestandtheile, so gelangen wir schliesslich zu reinem A, wo der Dampfdruck von B gleich Null wird, wie der von A es zu Anfang war.

Wenn wir auf die Reihe der Zusammensetzungen (am besten in Molecularprocenten der Gesammtmenge) als Abscissen die Dampfdrucke als Ordinaten aussetzen, so gelangen wir für jedes derartige Gemisch zu zwei Curven von übereinstimmendem Verhalten. Die von A wird im Anfangspunkte mit dem Werth Null beginnen und bis zu einem Maximalwerth für den Endpunkt, der der reinen Flüssigkeit A entspricht, ansteigen. Ebenso wird die B-Curve von einem grössten Werth beginnen, und beim Endpunkt mit Null enden.

Wir nehmen nun zunächst an, dass beide Curven derart verlaufen, dass ihr erster Differentialquotient immer das gleiche Zeichen behält, indem er im Sinne der wachsenden Gehalte in der Flüssigkeit positiv ist. Dann haben wir den Fall vollkommener Mischbarkeit der beiden Flüssigkeiten. Dabei können beide Curven nach unten convex oder concav sein, oder es

kann eine die eine, die andere die zweite Form haben. Sind beide nach unten convex, so ist die Summe der beiden Drucke, die einer bestimmten Zusammensetzung entsprechen, immer kleiner, als der proportionale Mittelwerth der beiden Einzeldrucke; sind beide concav, so ist er grösser. Ist eine der Curven concav, die andere convex, so können beide Fälle eintreten; ebenso kann die Gesammtcurve in ihrem Verlaufe den Charakter wechseln. Ist der Verlauf derart, dass die Summencurve ein Maximum oder Minimum ergiebt, so tritt dort bekanntlich ein Gemisch auf, das in flüssiger Gestalt wie als Dampf die gleiche Zusammensetzung hat, und daher durch Destillation nicht in seine Bestandtheile getrennt werden kann. Es ist dies ein Beispiel für das Gesetz von der *Coincidenz der*

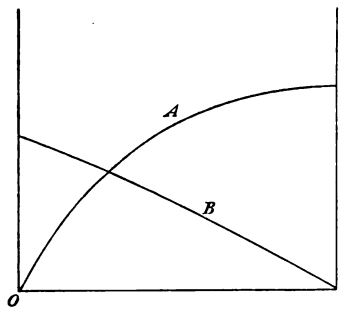


Fig. 1.

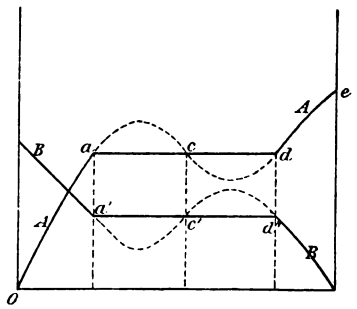


Fig. 2.

ausgezeichneten Fälle, von dem noch weiter unten die Rede sein wird.

Wie müssen nun aber die Dampfdruckcurven laufen, damit der Fall der theilweisen Mischbarkeit eintritt? In diesem Falle sind bekanntlich zwei gegenseitig gesättigte Lösungen von verschiedener Zusammensetzung vorhanden, welche beide den gleichen Dampfdruck für jeden der beiden Bestandtheile haben. Daraus geht hervor, dass die A-Curve links wie gewöhnlich ansteigend beginnen muss; ebenso muss sie rechts ansteigend schliessen. Dazwischen muss sie aber zwei gleiche Ordinaten haben, denn da der Dampfdruck in der Flüssigkeit B, die eben mit A gesättigt ist, gleich dem in der Flüssigkeit A, die eben mit B gesättigt ist, sein muss, so tritt an den beiden Stellen, wo das Flüssigkeitsgemisch heterogen wird,

die gleiche Ordinate auf. Die Curve nimmt demnach die Gestalt *Oade* Fig. 2 an, und besteht aus einem aufsteigenden Stück *Oa* und einem gleichfalls aufsteigenden *de*, sodass die beiden Punkte *a* und *d* in gleicher Höhe liegen. Dazwischen ist der Dampfdruck unabhängig von der Zusammensetzung, und die Punkte *a* und *d* sind somit durch eine horizontale Gerade zu verbinden.

Die so erhaltene Figur erinnert an das bekannte Diagramm für den isothermen Uebergang von Flüssigkeit und Dampf, und man kann fragen, ob nicht in diesem Falle auch eine Ueberbrückung des Unstetigkeitsgebietes durch eine stetige Linie einen bestimmten Sinn hat. Diese Linie müsste dann wie in der Figur angedeutet, **S**-förmig verlaufen, d. h. es müsste mit zunehmendem Mengenverhältniss der Dampfdruck von *A* erst zunehmen, durch ein Maximum gehen, abnehmen und schliesslich durch ein Minimum wieder zunehmen. Diese Verhältnisse würden auftreten, wenn man das Flüssigkeitsgemisch *homogen* halten könnte.[1])

Da beiderseits Uebersättigungen der Lösungen denkbar und möglich sind, so ist in diesem Falle, wie in dem der überkühlten Dämpfe und überhitzten Flüssigkeiten ein Theil der stetigen Curve realisirbar.

Bemerkenswerthe Folgerungen ergeben sich, wenn man auch die Dampfdruckcurve des zweiten Stoffes betrachtet. Da kein Unterschied bezüglich der allgemeinen Verhältnisse besteht, so muss man auch der Curve der anderen Flüssigkeit die gleiche Form zuschreiben; auch müssen die Uebergangsstellen zum horizontalen Theil der empirischen Curve dieselben Abscissen haben, da das Unstetigwerden sich ebenso auf die Flüssigkeit *B*, wie auf *A* bezieht. Es liegen also die Punkte *a* und *a'*, *d* und *d'* auf gleichen Ordinaten. Auch für den zwischenliegenden imaginären Punkt *c* bez. *c'*, wo die homogen bleibende Flüssigkeit die gleichen Dampfdrucke haben würde, wie die heterogenen Gemenge, muss das gleiche gelten.

Während man bei der Dampfflüssigkeitsisotherme eines homogenen Stoffes die Lage dieses imaginären Punktes dadurch

1) Vgl. die auf anderer Grundlage verlaufenden Betrachtungen von O. Masson, Ztschr. f. physik. Chem. 7. p. 500, und W. Ramsay, ebenda p. 511. 1891.

kennzeichnen, wenn auch nicht zahlenmässig bestimmen kann, dass die beiden zwischen der empirischen und der theoretischen Isothermen liegenden Flächenstücke gleich gross sein sollen, geht dies hier nicht an, da die Flächen in der benutzten Zeichnung nicht Volumenenergien darstellen. Dagegen glaube ich, dass eine *empirische* Bestimmung der Zusammensetzung, welche die homogene Flüssigkeit im Punkte c bez. c' haben müsste, möglich ist; und zwar ist diese Zusammensetzung die, welche der Dampf über der heterogen werdenden Lösung, oder mit anderen Worten, welche das Destillationsproduct beliebiger heterogener Gemenge beider Flüssigkeiten aufweist.

Ein Grund für diesen Schluss liegt in dem bereits erwähnten Gesetze von der Coincidenz der ausgezeichneten Fälle. Tritt innerhalb einer stetigen Reihe von Möglichkeiten bezüglich einer bestimmten Eigenschaft des betrachteten Gebildes ein ausgezeichneter Fall (z. B. ein Maximum oder Minimum) ein, so tritt für jede functionell mit jener zusammenhängende andere Eigenschaft ein ausgezeichneter Fall an gleicher Stelle ein. Hier haben wir eine stetige Dampfdruckcurve als Function der Zusammensetzung; den drei ausgezeichneten Fällen, wo die Zusammensetzung der Dampfphase gleich wird, entsprechen drei ausgezeichnete Fälle, in denen die Drucke gleich sind.

Ein weiterer Grund für die Annahme ergiebt sich, wenn man durch Temperatursteigerung den Uebergang in das Gebiet der vollkommenen Mischbarkeit bewerkstelligt denkt. Mit steigender Temperatur wird die Gerade der heterogenen Zustände in der empirischen Isotherme immer kürzer, indem die Flüssigkeiten sich gegenseitig reichlicher lösen, und es giebt schliesslich eine *kritische Lösungstemperatur*[1]), bei welcher die Punkte a und d zusammenfallen. In diesem Augenblicke bestehen folgende Gleichheiten: a) beide Lösungen werden identisch; b) Lösungen und Dampf haben gleiche Zusammensetzung. Letzteres tritt ein, weil an diesem Punkte ein Maximum des Dampfdruckes vorhanden sein muss[2]), wie man sich

1) O. Masson, l. c.

2) Nach der Gestalt der Curven des Gesammtdruckes, welche Konowalow (Wied. Ann. **14.** p. 221. 1881) mitgetheilt hat, ist an die Möglichkeit zu denken, dass bei der kritischen Mischtemperatur kein Maximum vorhanden ist, sondern nur ein Wendepunkt (Fig. 4). Indessen

überzeugt, wenn man eine Reihe von Isothermen für den Gesammtdruck der Flüssigkeitsgemische zeichnet (Fig. 3). Einem Maximum des Gesammtdruckes entspricht aber immer, wie Gibbs gezeigt hat, Gleichheit der Zusammensetzung des Dampfes und der Flüssigkeit. Auch hier liegt, wie schon erwähnt, ein Beispiel für den Satz von der Coincidenz der ausgezeichneten Fälle vor.[1])

Hat nun beim kritischen Lösungspunkte, wo die drei Punkte *a*, *c* und *d* zusammenfallen, Dampf und Flüssigkeit die

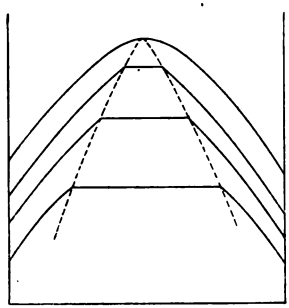


Fig. 3.

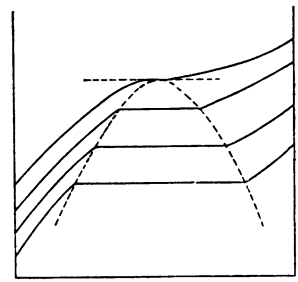


Fig. 4.

gleiche Zusammensetzung, während auf den Punkten *a* und *d* bei tieferen Temperaturen diese Gleichheit nicht statthat, so

---

ist es klar, dass auch an einem solchen Punkte Gleichheit der Zusammensetzung zwischen Dampf und Flüssigkeit bestehen muss, da die Bedingung dafür $(dp/dc) = 0$ (p = Druck, c = Zusammensetzung) an einem Wendepunkte gleichfalls erfüllt ist. Es ist an einem solchen Punkte gleichfalls der Zustand des Dampfes einen Augenblick lang unabhängig von der Concentration der flüssigen Phase und deshalb ist auch die Concentration unabhängig von der Dampfbildung.

Einige weitere Betrachtungen, die sich hier anschliessen, mögen zurückgehalten werden, bis in einem Falle das thatsächliche Auftreten einer solchen Wendepunktscurve als kritische Isotherme für gegenseitig lösliche Flüssigkeiten nachgewiesen ist.

1) Man kann diesen wichtigen Satz wie folgt „beweisen", d. h. erläutern. Es sei u eine Function der Veränderlichen x und ferner v eine Function von u. Dann ist $dv/dx = dv/du.du/dx$. Tritt dann für die Function u der ausgezeichnete Fall ein, dass u ein Maximum oder Minimum ist, also $du/dx = 0$, so ist auch dv/dx bei dem gleichen Werthe der Veränderlichen x gleich Null. Es tritt also für u und v gleichzeitig der ausgezeichnete Fall ein, *q. e. d.*

Die Ableitung gilt nicht, wenn $dv/du = \infty$ wird, wo $du/dx = 0$ ist. Physikalisch hat indessen ein solcher Fall keinen bestimmten Sinn.

muss man sie bei *c* erwarten. Destillirt man also ein heterogenes Gemenge aus zwei nur theilweise mischbaren Flüssigkeiten, so giebt die Zusammensetzung des Destillates das Verhältniss der beiden Antheile in einer Lösung, die, wenn sie homogen wäre, die gleiche Zusammensetzung wie ihr Dampf aufweisen würde.

Man kann dazu noch folgendes schliessen. Da im Punkte *c* die Tangente an der Curve des Gesammtdruckes horizontal ist, so müssen die Tangenten an den Curven der Einzeldrucke, durch deren Summirung sich die Gesammtcurve ergiebt, an den Stellen *c* und *c'* entgegengesetzt gleiche Winkel gegen die Horizontale bilden; an dieser Stelle sind also beide Curven symmetrisch.

Ferner scheint aus den Messungen von Konowalow[1]) hervorzugehen, dass an den Stellen *a* und *d* die Curve der homogenen Lösungen ohne Knick in die horizontale Gerade der heterogenen Gemenge übergeht. Dies bedingt, dass auch in *a* und *d* die Tangenten der beiden Einzelcurven entgegengesetzt gleiche Winkel bilden, da die Tangente der Gesammtcurve dort gleichfalls horizontal ist. Also auch in *a* und *d* sind beide Curven symmetrisch. Hierdurch wird die Vermuthung nahe gelegt, dass auch in dem ganzen übrigen Verlauf zwischen *a* und *d* die beiden Einzelcurven zu einander symmetrisch sind. Dann würde die Summe der Ordinaten der hypothetischen Einzelcurven, die der homogen bleibenden Lösung zukämen, völlig die gleiche Gestalt haben, wie die empirische Curve der Gesammtdrucke, die man an den homogenen und heterogenen Gemengen thatsächlich beobachtet. Eine solche Beziehung wäre interessant genug, um den Versuch zu rechtfertigen, experimentell in die beiden metastabilen Gebiete möglichst weit einzudringen. Leider wissen wir noch so gut wie gar nichts über die Herstellung und das Verhalten übersättigter Lösungen von Flüssigkeiten in Flüssigkeiten.

1) Konowalow, l. c.

47. *Versuche mit dem G. Wiedemann'schen Geysirapparat; von Hermann Ebert.*

Im Jahre 1881 hat Herr G. Wiedemann einen überaus einfachen, aber höchst lehrreichen Apparat beschrieben, welcher periodische geysirähnliche Dampferuptionen bei constant wirkender Wärmequelle liefert, und der dazu bestimmt war, die Bunsen'sche Geysirtheorie zu erläutern.[1])

Diese Theorie knüpft an die seit langem bekannten und viel studirten Geysirphänomene Islands an. Durch die Erforschung Neuseelands namentlich durch Hochstetter, besonders aber durch die Entdeckung der grossartigen Geysirdistricte Nordamerikas im Yellowstoneparkgebiete ist indessen unsere Kenntniss dieser Erscheinungen so sehr erweitert worden, dass jene „classischen" Beispiele Islands nur noch als sehr specielle Fälle des Geysirphänomenes gelten können.[2]) Auch sind gegen die Theorie Bunsen's im besonderen Einwände erhoben worden, so z. B. von Comstock, Peale und Lang; letztere wenden sich besonders gegen die Bunsen'sche Auffassung von den Rollen, welche das Aufsteigrohr, das sogenannte Geysirrohr, die Heizquellen und die Temperaturvertheilungen bei dem genannten Processe spielen; dafür ziehen z. B. Lang und Comstock zur Erklärung Ventilwirkungen und das Spiel von automatisch wirkenden Wasserverschlüssen heran; Lang verlegt in den Untergrund des Geysirphänomens ein System von ineinandergehenden Spalten und Kammern, deren Anlage nach ihm wesentlich bestimmend für die Periodicität des Ausbruches der von unten her durch vulkanische Herde continuirlich erwärmten Dampf- und Wassermassen ist.

Ob diese Bedenken berechtigt sind, lasse ich hier dahingestellt; soviel dürfte jedoch feststehen, dass die neueren Erforschungen der genannten Gebiete uns eine solche Mannich-

1) G. Wiedemann, Wied. Ann. **15.** p. 173. 1882.

2) Vgl. z. B. Peale's 12. Jahresber. der U. S. Geological and Geographical **2.** p. 63—303. 1883.

faltigkeit der vorliegenden Erscheinungsgruppe haben kennen gelehrt, dass wohl schwerlich eine einzige Theorie heute allen Einzelheiten gerecht zu werden im Stande ist. Es entsteht daher die Frage, ob nicht der Wiedemann'sche Geysirapparat ganz unabhängig von der Bunsen'schen Theorie seine Bedeutung als sinnreiches Modell eines wichtigen geophysischen Phänomenes behauptet und durch geeignete Modificationen derart abgeändert werden kann, dass er eine grosse Fülle einzelner Fälle der vielseitigen Erscheinung darzustellen vermag und im einzelnen zu studiren gestattet. Darauf bezügliche directe Versuche bestätigten diese Vermuthung. Es wurden die näheren Umstände, welche an dem genannten Apparate die Eruptionen und namentlich die Zeit ihrer regelmässigen Wiederkehr bedingen, genauer untersucht und hierauf systematisch abgeändert. Dadurch ergab sich eine Mannichfaltigkeit, welche derjenigen der natürlichen Vorgänge vollkommen an die Seite gesetzt werden kann.

Verwendet wurde ein ca. 2 l fassender Glaskolben, in den eine 1 cm weite, 95 cm lange, mit dem verschliessenden Gummistopfen bündig abschneidende Glasröhre eingesetzt war (vgl. die zu der Wiedemann'schen Arbeit gehörende Fig. 5 auf Taf. I). In dem Kolben hing ein Thermometer. Der Zufluss des kalten Speisewassers wurde, wie bei dem Wiedemann'schen Apparate, durch eine seitlich neben dem Steigerohr eintretende, unten umgebogene Glasröhre vermittelt. Oben wurde dieselbe durch einen mit Quetschhahn versehenen Gummischlauch an ein heberartig umgebogenes Rohr angeschlossen, welches in ein ca. 6 l fassendes, cylindrisches Wasserreservoir beliebig tief eingetaucht werden konnte. Auch dieses Gefäss enthielt ein Thermometer und an seiner Aussenseite eine verticale Scala zur Messung des Wasserstandes. Zur Erhitzung diente ein Terquembrenner, dessen Heizwerth innerhalb weiter Grenzen durch Regulirung des Luftzutrittes verändert werden kann. Dem bei den Versuchen verwendeten Wasser waren Russpartikelchen beigemischt, wodurch die feinsten Circulationen genau verfolgt werden konnten.

Variirt konnte an dem Apparate werden: Temperatur, Druckhöhe und Zuflussgeschwindigkeit (durch den Quetschhahn)

des Speisewassers, sowie die Intensität der Erwärmung; beobachtet wurden gleichzeitig die Druckhöhen und Temperaturen des zufliessenden Wassers, die Temperaturen im Siedegefäss, namentlich unmittelbar vor und nach jeder Eruption und die Periodendauer der ganzen Erscheinung.

Ohne auf Einzelheiten einzugehen und unter Verzicht auf Mittheilung von Zahlentabellen möge zur Charakterisirung des Vorgangs folgendes hervorgehoben werden:

Was zunächst die *Periodendauer der Intermittenzen* betrifft, so sind zwei Fälle wesentlich zu unterscheiden: entweder ist der hydrostatische Druck des Speisewassers so gross, dass er das Wasser fortwährend über die Mündung des Geysirrohres hinaustreibt, und dass daher aus diesem ein ununterbrochenes Abfliessen stattfindet, oder der Druck ist nicht so gross, sodass das Ende der Wassersäule mehr oder weniger hoch in dem Eruptionscanale steht, ohne abzufliessen. Im erstgenannten Falle müssen die abfliessenden Wassermassen dauernd durch Zuflüsse ergänzt werden, da diese aber vorwiegend kaltes Wasser zuführen, z. B. auf Island hauptsächlich Schmelzwasser aus den umgebenden Gletschern, so hat die Wärmequelle zweierlei zu leisten: erstens die zur Eruption überhaupt nöthige Energie zu liefern, zweitens aber die zufliessenden und abfliessenden Massen zu erwärmen, wozu bei der grossen Wärmecapacität des Wassers ein nicht geringer Betrag an Wärmemenge nöthig ist. Es erscheint darum verständlich, warum in diesem Falle secundäre Phänomene, die zum Theil von dem Klima, der Jahreszeit und von localen Verhältnissen abhängen und die Quantität, Temperatur und Geschwindigkeit der zu- und abfliessenden Massen bestimmen, einen so wesentlichen Einfluss auf die Periodendauer des Hauptphänomens gewinnen können.[1])

Weniger mannichfaltig gestaltet sich das Geysirphänomen, wenn der Zufluss so schwach ist, dass während der ganzen Vorperiode kein Ueberfliessen von Wasser stattfindet, wenn also an dem Wiedemann'schen Apparate das Zuflussniveau so tief gehalten wird, dass trotz der gelegentlichen Aufwallungen, die dem eigentlichen Ausbruch vorangehen, das

[1]) Vgl. u. a. Peale, l. c. p. 423—426.

heisse, specifisch leichte Wasser nicht die Mündung des Steigerohres erreicht, oder nicht abfliesst, in das Heizgefäss also auch kein kaltes Wasser einfliesst. Dann ist nicht nur die Periodendauer kürzer, sondern auch regelmässiger und von äusseren Umständen, wie den eben genannten, unabhängiger. Es ist dann immer nur eine bestimmte Wassermasse auf eine den Druckverhältnissen an den einzelnen Punkten entsprechende Temperatur zu bringen, welches bei constant wirkender Wärmequelle in sehr nahe gleichen Zeiten geschieht.

Der meist umstrittene Punkt in den Geysirtheorien ist die Rolle, welche das *Aufsteigrohr*, das eigentliche Geysirrohr spielt. Bunsen war geneigt, demselben die grösste Bedeutung zuzuschreiben, andere, z. B. Lang, lassen seine Bedeutung gegen die der von ihnen vorausgesetzten unterirdischen Verschlüsse und Ventile zurücktreten. Die genauere Betrachtung des künstlich nachgeahmten Geysirphänomens lässt deutlich erkennen, dass die Wassermassen im Steigrohre sehr wohl selbst die Rolle von automatischen Verschlüssen übernehmen können, die sich bei einem gewissen Dampfdruck plötzlich öffnen. Solange immer nur vereinzelte Dampfblasen in dem Heizgefässe entwickelt werden, vermögen sie sich noch durch die Wassermassen im Steigerohre hindurchzudrängen. Anfangs werden sie in den oberen, kälteren Theilen condensirt und erwärmen hier diese mit den Heizflächen direct nicht in Berührung tretenden Wassermassen. Allmählich entsteigen diese Blasen aber reichlicher dem Heizraum, sie sammeln sich zu grösseren Blasen an, die bis zur Oberfläche emporbringen und hier das bekannte Aufkochen hervorrufen (vgl. die Beschreibungen der isländischen und neuseeländischen Geysirs in den Geologiehandbüchern, besonders aber der nordamerikanischen in dem oben angezogenen Jahresbericht). Dieser Process pflegt sich bei dem Apparate mit grosser Regelmässigkeit abzuspielen. Die Blasen werden immer grösser und beginnen nun das Steigerohr *seinem ganzen Querschnitte nach* zu erfüllen; dann wirken diese nach oben getriebenen Blasen aber offenbar wie ein Stempel, welcher die darüber liegenden Wassermassen emporhebt. Treten diese über den Rand des Steigerohres, so wird plötzlich die ganze darunter liegende Wassermasse erheblich entlastet, der Druck sinkt

des Speisewassers, sowie die Intensität der Erwärmung; beobachtet wurden gleichzeitig die Druckhöhen und Temperaturen des zufliessenden Wassers, die Temperaturen im Siedegefäss, namentlich unmittelbar vor und nach jeder Eruption und die Periodendauer der ganzen Erscheinung.

Ohne auf Einzelheiten einzugehen und unter Verzicht auf Mittheilung von Zahlentabellen möge zur Charakterisirung des Vorgangs folgendes hervorgehoben werden:

Was zunächst die *Periodendauer der Intermittenzen* betrifft, so sind zwei Fälle wesentlich zu unterscheiden: entweder ist der hydrostatische Druck des Speisewassers so gross, dass er das Wasser fortwährend über die Mündung des Geysirrohres hinaustreibt, und dass daher aus diesem ein ununterbrochenes Abfliessen stattfindet, oder der Druck ist nicht so gross, sodass das Ende der Wassersäule mehr oder weniger hoch in dem Eruptionscanale steht, ohne abzufliessen. Im erstgenannten Falle müssen die abfliessenden Wassermassen dauernd durch Zuflüsse ergänzt werden, da diese aber vorwiegend kaltes Wasser zuführen, z. B. auf Island hauptsächlich Schmelzwasser aus den umgebenden Gletschern, so hat die Wärmequelle zweierlei zu leisten: erstens die zur Eruption überhaupt nöthige Energie zu liefern, zweitens aber die zufliessenden und abfliessenden Massen zu erwärmen, wozu bei der grossen Wärmecapacität des Wassers ein nicht geringer Betrag an Wärmemenge nöthig ist. Es erscheint darum verständlich, warum in diesem Falle secundäre Phänomene, die zum Theil von dem Klima, der Jahreszeit und von localen Verhältnissen abhängen und die Quantität, Temperatur und Geschwindigkeit der zu- und abfliessenden Massen bestimmen, einen so wesentlichen Einfluss auf die Periodendauer des Hauptphänomens gewinnen können.[1])

Weniger mannichfaltig [illegible] et sich das Geysirphänomen, wenn der Zufluss so schw[illegible], dass während der ganzen Vorperiode kein Ueberflie[illegible] Wasser stattfindet, wenn also an dem Wiedema[illegible] Apparate das Zuflussniveau so tief gehalten wird. [illegible]tz de[illegible]gentlichen A[illegible] wallungen, die dem e[illegible]

1) Vgl. u. a. Peale

Schlammsprudeln zu studiren Gelegenheit hatte.[1]) Schon früher habe ich auf die oroplastische Verwandtschaft der hierbei sich ergebenden Formen der Kraterbecken mit den Mondringgebirgen und damit auf die kosmische Bedeutung der geysirähnlichen periodischen Eruptionsvorgänge hingewiesen[2]); neuerdings hat Hr. Wellmann[3]), anscheinend ohne Kenntniss meiner früheren dahin zielenden Studien, auf diesen engen Zusammenhang wiederum aufmerksam gemacht. Wenn er die von zahlreichen Mondkratern ausgehenden Streifen für die ehemaligen Abflüsse von Thermalquellen und „Ablagerungen ihrer kalkhaltigen Gewässer" anspricht, so scheint er zu übersehen, dass diese Streifen nach den übereinstimmenden Beobachtungen aller Selenographen unbekümmert um das Bodenrelief häufig über erhebliche Berge in ungehindertem geradlinigen Verlaufe hinweggehen; auch dürfte bezüglich der hohen Albedo des Streifenmateriales, die Hr. Wellmann voraussetzt, erst auf Grund besonders darauf gerichteter Messungen Bestimmtes auszusagen sein, da nach Zöllner der Mond in der Nähe gesehen eher dunkel (wie Schiefer) als hell erscheinen würde. Ob wir bei der Bildung der Mondoberfläche überhaupt dem Wasser eine ähnliche Rolle zuschreiben dürfen wie bei der der Erde, scheint mir zweifelhaft; wenigstens fehlen dafür bestimmte Anhaltspunkte seither noch vollkommen. Ich hatte den geysirähnlichen Bildungsprocess der Mondringgebirge als rein *magmatischen* aufgefasst und l. c. zu zeigen versucht, dass die latente Schmelzwärme der von unten heraufgedrängten glühend flüssigen Gesteinsmassen und die durch sie bedingte theilweise Wiederschmelzung der bereits erstarrten Oberflächenpartien vollständig zur Erklärung ausreicht. Dabei brauchte nicht die Spannung elastischer Dämpfe zur Hebung der Magmamassen herangezogen zu werden, sondern die Gezeitenwirkung der Erde während der Pendelungsperiode der Mondentwickelung genügte als treibende Kraft.

Kiel, September 1897.

---

1) H. Ebert, Wied. Ann. **41.** p. 351. 1890.
2) H. Ebert, l. c. p. 352 u. 358 ff.
3) V. Wellmann, Astron. Nachr. Nr. 3405. **142.** p. 355—356. 1896.

um einen endlichen Betrag. In dem Momente, in dem hierdurch der auf der Wassermasse in dem Heizgefässe lastende Druck so tief sinkt, dass die Temperatur dieser Massen höher ist als die Siedetemperatur, die dem betreffenden Drucke entspricht, geht diese Wärmemasse zum grössten Theile plötzlich in Dampfform über, die Eruption erfolgt. Man bedarf hier also keiner besonderen Verschlüsse, die Stempelwirkung einer in einem verhältnissmässig engen Steigerohre eingeschlossenen Wassersäule genügt, um das plötzliche Freiwerden von Dampfspannungen darunter liegender, stetig und gleichförmig erwärmter Wassermassen und damit das periodische Phänomen der Geysirs zu ermöglichen. Man weiss, wie die Natur durch allmähliches Aufsintern kegelförmig sich ausbreitender Mineralsolutionen solche Steigerohre und damit Geysirs schafft. Für die hier vertretene Auffassung scheint mir auch die bekannte Erfahrung zu sprechen, dass man Geysirs zur Eruption „reizen" kann durch Hineinwerfen von Felsblöcken, Erdschollen oder Rasenfetzen; denn hierdurch wird der Geysirschlund verengt, schon geringere Dampfblasen können die darüber liegende Wasserdrucksäule abheben, die unteren Massen dadurch plötzlich entlasten und deren momentanes Verdampfen herbeiführen, wenn deren Ueberhitztsein hinreichend gross war. Dass das Hineinwerfen selbst von kleinen Stücken Seife in das Steigerohr denselben Effect erzielt, wie an einzelnen von den Yellowstonepark-Geysirs beobachtet wird, mag in einer plötzlichen, durch die stark alkalische Reaction veranlassten Gasentbindung ihren Grund haben. Dass solche selbst geringe Gasbildungen einen grossen Einfluss auf das Zustandekommen von Dampfblasen und damit des Verdampfens überhaupt haben, lehren die Siedeverzüge, welche bei gasarmem Wasser einzutreten pflegen.

Nahe mit den Geysirs verwandt sind die periodischen Schlammsprudel. Auch diese können leicht an dem Wiedemann'schen Apparate nachgeahmt und studirt werden. M hat dazu in das Eruptionsbecken nur eine entsprechende z. B. einen dünnen Gypsbrei, einzufü unter die Oberfläche desselben her dann Einzelheiten, wie sie der Verfas

Schlammsprudeln zu studiren Gelegenheit hatte.[1]) Schon früher habe ich auf die oroplastische Verwandtschaft der hierbei sich ergebenden Formen der Kraterbecken mit den Mondringgebirgen und damit auf die kosmische Bedeutung der geysirähnlichen periodischen Eruptionsvorgänge hingewiesen[2]); neuerdings hat Hr. Wellmann[3]), anscheinend ohne Kenntniss meiner früheren dahin zielenden Studien, auf diesen engen Zusammenhang wiederum aufmerksam gemacht. Wenn er die von zahlreichen Mondkratern ausgehenden Streifen für die ehemaligen Abflüsse von Thermalquellen und „Ablagerungen ihrer kalkhaltigen Gewässer" anspricht, so scheint er zu übersehen, dass diese Streifen nach den übereinstimmenden Beobachtungen aller Selenographen unbekümmert um das Bodenrelief häufig über erhebliche Berge in ungehindertem geradlinigen Verlaufe hinweggehen; auch dürfte bezüglich der hohen Albedo des Streifenmateriales, die Hr. Wellmann voraussetzt, erst auf Grund besonders darauf gerichteter Messungen Bestimmtes auszusagen sein, da nach Zöllner der Mond in der Nähe gesehen eher dunkel (wie Schiefer) als hell erscheinen würde. Ob wir bei der Bildung der Mondoberfläche überhaupt dem Wasser eine ähnliche Rolle zuschreiben dürfen wie bei der der Erde, scheint mir zweifelhaft; wenigstens fehlen dafür bestimmte Anhaltspunkte seither noch vollkommen. Ich hatte den geysirähnlichen Bildungsprocess der Mondringgebirge als rein *magmatischen* aufgefasst und l. c. zu zeigen versucht, dass die latente Schmelzwärme der von unten heraufgedrängten glühend flüssigen Gesteinsmassen und die durch sie bedingte theilweise Wiederschmelzung der bereits erstarrten Oberflächenpartien vollständig zur Erklärung ausreicht. Dabei brauchte nicht die Spannung elastischer Dämpfe [illegible] Hebung der Magmamassen herangezogen zu werden, [illegible] der Erde während [illegible] ung genügte als [illegible] Mond.

Kiel, Septem[illegible]

---

1) H. Ebert, [illegible]
2) H. Ebert, [illegible]
3) F. Wellm[illegible]

um einen endlichen Betrag. In dem Momente, in dem hierdurch der auf der Wassermasse in dem Heizgefässe lastende Druck so tief sinkt, dass die Temperatur dieser Massen höher ist als die Siedetemperatur, die dem betreffenden Drucke entspricht, geht diese Wärmemasse zum grössten Theile plötzlich in Dampfform über, die Eruption erfolgt. Man bedarf hier also keiner besonderen Verschlüsse, die Stempelwirkung einer in einem verhältnissmässig engen Steigerohre eingeschlossenen Wassersäule genügt, um das plötzliche Freiwerden von Dampfspannungen darunter liegender, stetig und gleichförmig erwärmter Wassermassen und damit das periodische Phänomen der Geysirs zu ermöglichen. Man weiss, wie die Natur durch allmähliches Aufsintern kegelförmig sich ausbreitender Mineralsolutionen solche Steigerohre und damit Geysirs schafft. Für die hier vertretene Auffassung scheint mir auch die bekannte Erfahrung zu sprechen, dass man Geysirs zur Eruption „reizen" kann durch Hineinwerfen von Felsblöcken, Erdschollen oder Rasenfetzen; denn hierdurch wird der Geysirschlund verengt, schon geringere Dampfblasen können die darüber liegende Wasserdrucksäule abheben, die unteren Massen dadurch plötzlich entlasten und deren momentanes Verdampfen herbeiführen, wenn deren Ueberhitztsein hinreichend gross war. Dass das Hineinwerfen selbst von kleinen Stücken Seife in das Steigerohr denselben Effect erzielt, wie an einzelnen von den Yellowstonepark-Geysirs beobachtet wird, mag in einer plötzlichen, durch die stark alkalische Reaction veranlassten Gasentbindung ihren Grund haben. Dass solche selbst geringe Gasbildungen einen grossen Einfluss auf das Zustandekommen von Dampfblasen und damit des Verdampfens überhaupt haben, lehren die Siedeverzüge, welche bei gasarmem Wasser einzutreten pflegen.

Nahe mit den Geysirs verwandt sind die periodischen Schlammsprudel. Auch diese können leicht an dem Wiedemann'schen Apparate nachgeahmt und studirt werden. Man hat dazu in das Eruptionsbecken nur eine entsprechende Masse, z. B. einen dünnen Gypsbrei, einzufüllen und das Steigerohr unter die Oberfläche desselben herabzuziehen. Man erhält dann Einzelheiten, wie sie der Verfasser an den sicilianischen

Schlammsprudeln zu studiren Gelegenheit hatte.[1]) Schon früher habe ich auf die oroplastische Verwandtschaft der hierbei sich ergebenden Formen der Kraterbecken mit den Mondringgebirgen und damit auf die kosmische Bedeutung der geysirähnlichen periodischen Eruptionsvorgänge hingewiesen[2]); neuerdings hat Hr. Wellmann[3]), anscheinend ohne Kenntniss meiner früheren dahin zielenden Studien, auf diesen engen Zusammenhang wiederum aufmerksam gemacht. Wenn er die von zahlreichen Mondkratern ausgehenden Streifen für die ehemaligen Abflüsse von Thermalquellen und „Ablagerungen ihrer kalkhaltigen Gewässer" anspricht, so scheint er zu übersehen, dass diese Streifen nach den übereinstimmenden Beobachtungen aller Selenographen unbekümmert um das Bodenrelief häufig über erhebliche Berge in ungehindertem geradlinigen Verlaufe hinweggehen; auch dürfte bezüglich der hohen Albedo des Streifenmateriales, die Hr. Wellmann voraussetzt, erst auf Grund besonders darauf gerichteter Messungen Bestimmtes auszusagen sein, da nach Zöllner der Mond in der Nähe gesehen eher dunkel (wie Schiefer) als hell erscheinen würde. Ob wir bei der Bildung der Mondoberfläche überhaupt dem Wasser eine ähnliche Rolle zuschreiben dürfen wie bei der der Erde, scheint mir zweifelhaft; wenigstens fehlen dafür bestimmte Anhaltspunkte seither noch vollkommen. Ich hatte den geysirähnlichen Bildungsprocess der Mondringgebirge als rein *magmatischen* aufgefasst und l. c. zu zeigen versucht, dass die latente Schmelzwärme der von unten heraufgedrängten glühend flüssigen Gesteinsmassen und die durch sie bedingte theilweise Wiederschmelzung der bereits erstarrten Oberflächenpartien vollständig zur Erklärung ausreicht. Dabei brauchte nicht die Spannung elastischer Dämpfe zur Hebung der Magmamassen herangezogen zu werden, sondern die Gezeitenwirkung der Erde während der Pendelungsperiode der Mondentwickelung genügte als treibende Kraft.

Kiel, September 1897.

---

1) H. Ebert, Wied. Ann. **41.** p. 351. 1890.
2) H. Ebert, l. c. p. 352 u. 358 ff.
3) V. Wellmann, Astron. Nachr. Nr. 3405. **142.** p. 355—356. 1896.

48. *Ueber magnetische Schirmwirkung;* *von H. du Bois.*

Einleitung.

§ 1. Hr. Geheimrath Wiedemann beschreibt in der neuesten Auflage seiner Lehre von der Electricität (3. §§ 453 bis 457) die Versuche Barlow's (1820) über die magnetische Schirmwirkung eiserner Hohlkugeln; daran knüpft er die classische Lösung dieses Specialfalles, welche Poisson einige Jahre später gelang, indem er seine Theorie der magnetischen Induction darauf anwandte und dabei das Potential nach Kugelfunctionen entwickelte. Ferner beschäftigte sich Stefan[1]) mit dieser Frage und gelangte auf wesentlich potentialtheoretischem Wege zu einer Lösung für den wichtigen Specialfall eines (unendlich) langen, senkrecht zum Felde aufgestellten Hohlcylinders. Auch theilt er einige Ablenkungs- und Schwingungsversuche innerhalb *kurzer* Hohlcylinder mit, ohne jedoch der Frage eine erschöpfende experimentelle Behandlung angedeihen zu lassen. Neuerdings hat Hr. Föppl eine eigenthümliche Art der Schirmwirkung theoretisch hergeleitet, welche dem Stahle, oder allgemein Substanzen hoher Coercitivintensität zukommen soll; die experimentelle Prüfung der Föppl'schen Theorie seitens der Hrn. Beck und A. Kohn lieferte bisher noch keine übereinstimmenden Ergebnisse.[2])

§ 2. Lord Kelvin schützt seit 1860 seine Schiffsgalvanometer mittels cylindrischer Eisenpanzer; diese bestehen zumeist aus einem massiven, dickwandigen Eisenrohre. Indessen sind auch Sätze ineinander geschobener dünner Rohre vorgeschlagen

1) Stefan, Ber. d. k. k. Acad. d. Wissensch. zu Wien, **85. 2. Abth.** p. 613. 1882; Wied. Ann. **17.** p. 928. 1882.

2) Föppl, Wied. Ann. **48.** p. 252. 1893; Beck, l. c. **57. p. 464.** 1896 und **59.** p. 84. 1896; A. Kohn, l. c. **58.** p. 527. 1896.

worden; man könnte eine derartige Anordnung als einen mehrschaligen oder multilamellaren Schutzpanzer bezeichnen. Seitdem ist die in Rede stehende Wirkung des öfteren, namentlich im Laboratorium, als willkommener Schutz gegen Störungen der verschiedensten Art angewandt worden, wohl meistens in Form von — aus Schmiedeeisen, Guss oder aufgewickeltem Drahte hergestellten — Hohlcylindern. Zwecks Herabminderung der schwerlich zu vermeidenden polaren Eigenwirkung der Panzer ist auf Vorschlag des Hrn. Bruger von den Herren Hartmann und Braun (1887) die Anwendung mehrerer schmaler, gegenseitig drehbarer Schutzringe eingeführt worden.

Ferner habe ich in Gemeinschaft mit Hrn. Rubens durch Verwerthung der Variation der Schirmwirkung an der Axe eines Schutzringes entlang eine Art „Differentialastasirung" erzielt; durch deren Anwendung ist bei Galvanometern die Möglichkeit eines fast vollkommenen Schutzes gegen Störungen unseren Erfahrungen nach schon erheblich näher gerückt. Bei dieser Methode kann man die einzelnen Cylinderabschnitte justirbar übereinander aufstellen, wie bei unserem halbastatischen zweispuligen Galvanometer[1]); oder concentrisch umeinander anordnen, wie bei einem astatischen Panzergalvanometer, welches wir im März 1896 dem hiesigen electrotechnischen Verein vorführten. Bei der sich jetzt vollziehenden allgemeinen Einführung electrischer Strassenbahnen steht zu erwarten, dass sich die daraus entspringenden magnetischen Störungen den bereits vorhandenen fast allerorts hinzugesellen werden. Angesichts dieser nur allzu gerechtfertigten Befürchtung gewinnt die Frage der magnetischen Schirmwirkung neben ihrem theoretischen Interesse auch allgemeinere praktische Bedeutung und erscheint ihre eingehendere Bearbeitung geboten.

Theorie sphärischer und cylindrischer Doppelpanzer.

§ 3. Zunächst soll die rein mathematische Lösung des Problems der Schirmwirkung eines bilamellaren Schutzpanzers aus homogenem isotropen Material gegeben werden. Dabei wird die Permeabilität μ als eindeutig constant vorausgesetzt, was zugleich die Abwesenheit von Hysterese bez. Remanenz

1) du Bois und Rubens, Electrotechn. Zeitschr. **15.** p. 321. 1894.

47. *Versuche mit dem G. Wiedemann'schen Geysirapparat; von Hermann Ebert.*

Im Jahre 1881 hat Herr G. Wiedemann einen überaus einfachen, aber höchst lehrreichen Apparat beschrieben, welcher periodische geysirähnliche Dampferuptionen bei constant wirkender Wärmequelle liefert, und der dazu bestimmt war, die Bunsen'sche Geysirtheorie zu erläutern.[1])

Diese Theorie knüpft an die seit langem bekannten und viel studirten Geysirphänomene Islands an. Durch die Erforschung Neuseelands namentlich durch Hochstetter, besonders aber durch die Entdeckung der grossartigen Geysirdistricte Nordamerikas im Yellowstoneparkgebiete ist indessen unsere Kenntniss dieser Erscheinungen so sehr erweitert worden, dass jene „classischen" Beispiele Islands nur noch als sehr specielle Fälle des Geysirphänomenes gelten können.[2]) Auch sind gegen die Theorie Bunsen's im besonderen Einwände erhoben worden, so z. B. von Comstock, Peale und Lang; letztere wenden sich besonders gegen die Bunsen'sche Auffassung von den Rollen, welche das Aufsteigrohr, das sogenannte Geysirrohr, die Heizquellen und die Temperaturvertheilungen bei dem genannten Processe spielen; dafür ziehen z. B. Lang und Comstock zur Erklärung Ventilwirkungen und das Spiel von automatisch wirkenden Wasserverschlüssen heran; Lang verlegt in den Untergrund des Geysirphänomens ein System von ineinandergehenden Spalten und Kammern, deren Anlage nach ihm wesentlich bestimmend für die Periodicität des Ausbruches der von unten her durch vulkanische Herde continuirlich erwärmten Dampf- und Wassermassen ist.

Ob diese Bedenken berechtigt sind, lasse ich hier dahingestellt; soviel dürfte jedoch feststehen, dass die neueren Erforschungen der genannten Gebiete uns eine solche Mannich-

1) G. Wiedemann, Wied. Ann. **15.** p. 173. 1882.

2) Vgl. z. B. Peale's 12. Jahresber. der U. S. Geological and Geographical **2.** p. 63—303. 1883.

faltigkeit der vorliegenden Erscheinungsgruppe haben kennen gelehrt, dass wohl schwerlich eine einzige Theorie heute allen Einzelheiten gerecht zu werden im Stande ist. Es entsteht daher die Frage, ob nicht der Wiedemann'sche Geysirapparat ganz unabhängig von der Bunsen'schen Theorie seine Bedeutung als sinnreiches Modell eines wichtigen geophysischen Phänomenes behauptet und durch geeignete Modificationen derart abgeändert werden kann, dass er eine grosse Fülle einzelner Fälle der vielseitigen Erscheinung darzustellen vermag und im einzelnen zu studiren gestattet. Darauf bezügliche directe Versuche bestätigten diese Vermuthung. Es wurden die näheren Umstände, welche an dem genannten Apparate die Eruptionen und namentlich die Zeit ihrer regelmässigen Wiederkehr bedingen, genauer untersucht und hierauf systematisch abgeändert. Dadurch ergab sich eine Mannichfaltigkeit, welche derjenigen der natürlichen Vorgänge vollkommen an die Seite gesetzt werden kann.

Verwendet wurde ein ca. 2 l fassender Glaskolben, in den eine 1 cm weite, 95 cm lange, mit dem verschliessenden Gummistopfen bündig abschneidende Glasröhre eingesetzt war (vgl. die zu der Wiedemann'schen Arbeit gehörende Fig. 5 auf Taf. I). In dem Kolben hing ein Thermometer. Der Zufluss des kalten Speisewassers wurde, wie bei dem Wiedemann'schen Apparate, durch eine seitlich neben dem Steigerohr eintretende, unten umgebogene Glasröhre vermittelt. Oben wurde dieselbe durch einen mit Quetschhahn versehenen Gummischlauch an ein heberartig umgebogenes Rohr angeschlossen, welches in ein ca. 6 l fassendes, cylindrisches Wasserreservoir beliebig tief eingetaucht werden konnte. Auch dieses Gefäss enthielt ein Thermometer und an seiner Aussenseite eine verticale Scala zur Messung des Wasserstandes. Zur Erhitzung diente ein Terquembrenner, dessen Heizwerth innerhalb weiter Grenzen durch Regulirung des Luftzutrittes verändert werden kann. Dem bei den Versuchen verwendeten Wasser waren Russpartikelchen beigemischt, wodurch die feinsten Circulationen genau verfolgt werden konnten.

Variirt konnte an dem Apparate werden: Temperatur, Druckhöhe und Zuflussgeschwindigkeit (durch den Quetschhahn)

des Speisewassers, sowie die Intensität der Erwärmung; beobachtet wurden gleichzeitig die Druckhöhen und Temperaturen des zufliessenden Wassers, die Temperaturen im Siedegefäss, namentlich unmittelbar vor und nach jeder Eruption und die Periodendauer der ganzen Erscheinung.

Ohne auf Einzelheiten einzugehen und unter Verzicht auf Mittheilung von Zahlentabellen möge zur Charakterisirung des Vorgangs folgendes hervorgehoben werden:

Was zunächst die *Periodendauer der Intermittenzen* betrifft, so sind zwei Fälle wesentlich zu unterscheiden: entweder ist der hydrostatische Druck des Speisewassers so gross, dass er das Wasser fortwährend über die Mündung des Geysirrohres hinaustreibt, und dass daher aus diesem ein ununterbrochenes Abfliessen stattfindet, oder der Druck ist nicht so gross, sodass das Ende der Wassersäule mehr oder weniger hoch in dem Eruptionscanale steht, ohne abzufliessen. Im erstgenannten Falle müssen die abfliessenden Wassermassen dauernd durch Zuflüsse ergänzt werden, da diese aber vorwiegend kaltes Wasser zuführen, z. B. auf Island hauptsächlich Schmelzwasser aus den umgebenden Gletschern, so hat die Wärmequelle zweierlei zu leisten: erstens die zur Eruption überhaupt nöthige Energie zu liefern, zweitens aber die zufliessenden und abfliessenden Massen zu erwärmen, wozu bei der grossen Wärmecapacität des Wassers ein nicht geringer Betrag an Wärmemenge nöthig ist. Es erscheint darum verständlich, warum in diesem Falle secundäre Phänomene, die zum Theil von dem Klima, der Jahreszeit und von localen Verhältnissen abhängen und die Quantität, Temperatur und Geschwindigkeit der zu- und abfliessenden Massen bestimmen, einen so wesentlichen Einfluss auf die Periodendauer des Hauptphänomens gewinnen können.[1])

Weniger mannichfaltig gestaltet sich das Geysirphänomen, wenn der Zufluss so schwach ist, dass während der ganzen Vorperiode kein Ueberfliessen von Wasser stattfindet, wenn also an dem Wiedemann'schen Apparate das Zuflussniveau so tief gehalten wird, dass trotz der gelegentlichen Aufwallungen, die dem eigentlichen Ausbruch vorangehen, das

1) Vgl. u. a. Peale, l. c. p. 423—426.

heisse, specifisch leichte Wasser nicht die Mündung des Steigerohres erreicht, oder nicht abfliesst, in das Heizgefäss also auch kein kaltes Wasser einfliesst. Dann ist nicht nur die Periodendauer kürzer, sondern auch regelmässiger und von äusseren Umständen, wie den eben genannten, unabhängiger. Es ist dann immer nur eine bestimmte Wassermasse auf eine den Druckverhältnissen an den einzelnen Punkten entsprechende Temperatur zu bringen, welches bei constant wirkender Wärmequelle in sehr nahe gleichen Zeiten geschieht.

Der meist umstrittene Punkt in den Geysirtheorien ist die Rolle, welche das *Aufsteigrohr*, das eigentliche Geysirrohr spielt. Bunsen war geneigt, demselben die grösste Bedeutung zuzuschreiben, andere, z. B. Lang, lassen seine Bedeutung gegen die der von ihnen vorausgesetzten unterirdischen Verschlüsse und Ventile zurücktreten. Die genauere Betrachtung des künstlich nachgeahmten Geysirphänomens lässt deutlich erkennen, dass die Wassermassen im Steigrohre sehr wohl selbst die Rolle von automatischen Verschlüssen übernehmen können, die sich bei einem gewissen Dampfdruck plötzlich öffnen. Solange immer nur vereinzelte Dampfblasen in dem Heizgefässe entwickelt werden, vermögen sie sich noch durch die Wassermassen im Steigerohre hindurchzudrängen. Anfangs werden sie in den oberen, kälteren Theilen condensirt und erwärmen hier diese mit den Heizflächen direct nicht in Berührung tretenden Wassermassen. Allmählich entsteigen diese Blasen aber reichlicher dem Heizraum, sie sammeln sich zu grösseren Blasen an, die bis zur Oberfläche emporringen und hier das bekannte Aufkochen hervorrufen (vgl. die Beschreibungen der isländischen und neuseeländischen Geysirs in den Geologiehandbüchern, besonders aber der nordamerikanischen in dem oben angezogenen Jahresbericht). Dieser Process pflegt sich bei dem Apparate mit grosser Regelmässigkeit abzuspielen. Die Blasen werden immer grösser und beginnen nun das Steigerohr *seinem ganzen Querschnitte nach* zu erfüllen; dann wirken diese nach oben getriebenen Blasen aber offenbar wie ein Stempel, welcher die darüber liegenden Wassermassen emporhebt. Treten diese über den Rand des Steigerohres, so wird plötzlich die ganze darunter liegende Wassermasse erheblich entlastet, der Druck sinkt

49. *Umwandlung des Zinksulfats beim Clarkelement; von W. Jaeger.*

(Mittheilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.[1])

Bekanntlich theilt das gewöhnliche Hydrat des Zinksulfates ($ZnSO_4 + 7H_2O$) mit vielen anderen Salzen die Eigenschaft, sich bei einer bestimmten Temperatur in ein anderes Hydrat zu verwandeln. Diese mit einer Volumenvermehrung verbundene Umsetzung vollzieht sich bei 39° C. nach der Formel

$$ZnSO_4 + 7H_2O = (ZnSO_4 + 6H_2O) + H_2O$$

und spricht sich auch in der Löslichkeitscurve des Salzes durch einen Knick aus. Die Tangente an dieser Curve (der Temperaturcoefficient) erleidet an dieser Stelle einen Sprung, und zwar ist sie für das gewöhnliche Hydrat grösser, als für die umgewandelte Modification. Oberhalb und unterhalb der Umwandlungstemperatur giebt es also theoretisch zwei Curven für die Löslichkeit, die sich aber für gewöhnlich nur auf wenige Grade hinaus beide verfolgen lassen.[2])

Es ist jedoch bei den hier mitgetheilten Versuchen möglich gewesen, den umgewandelten Zustand des Zinksulfates bis 0° herab zu verfolgen, allerdings nicht an der Hand der Löslichkeitscurve, sondern an der damit im Zusammenhang stehenden Aenderung der electromotorischen Kraft. Rayleigh[3]) berichtet über Veränderungen von Clarkelementen durch Erhitzen auf Temperaturen über 80°, die sich in vielen Punkten mit dem hier Mitgetheilten decken. Auf diese Versuche wird später näher eingegangen werden. Die Löslichkeit des umgewandelten Hydrats ist bei Temperaturen unter 39° grösser, als die des normalen und dementsprechend der Temperaturcoefficient kleiner.

1) Hierüber ist bereits kurz im Thätigkeitsbericht der Reichsanstalt (Zeitschr. f. Instrk. **17.** p. 143. 1897) berichtet worden.

2) Näheres über die Umwandlung von Salzen und die damit verknüpften Erscheinungen siehe z. B. bei E. Cohen, Zeitschr. f. physik. Chem. **16.** p. 53. 535. 1894, wo auch Literaturangabe zu finden ist.

3) Rayleigh, Phil. Trans. **176.** p. 788. 1885.

Die beigefügten, unten näher besprochenen Fig. 3—10 zeigen deutlich die beträchtlich stärkere Löslichkeit des umgewandelten Salzes. Dementsprechend muss die electromotorische Kraft eines Clark-Elementes, bei dem das Zinksulfat umgewandelt ist, unterhalb 39° kleiner sein, als diejenige eines normalen Elementes.

Der Unterschied liesse sich nach der mechanischen Wärmetheorie berechnen, wenn die nöthigen Daten für beide Modificationen bekannt wären. Empirisch war es möglich, die Abhängigkeit der Spannung des Clark-Elementes von der Tempe-

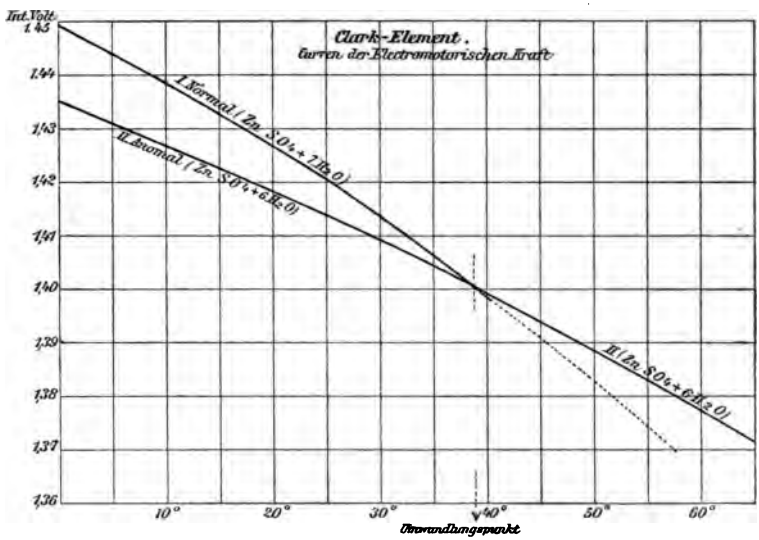


Fig. 1.

ratur auch für den umgewandelten Zustand, der sich wochenlang festhalten liess, bis 0° herunter festzustellen.

Das zahlenmässige Resultat der Versuche ist in der beifolgenden Doppelcurve (Fig. 1), sowie in den untenstehenden Gleichungen (I) und (II) enthalten. Curve I stellt den normalen, Curve II den umgewandelten Zustand des Elementes dar. Die letztere Curve konnte von 0° bis über 60° verfolgt werden, Curve I dagegen nur von 0° bis gegen 40°; oberhalb dieser Temperatur folgt das Element nur der Curve II; der gestrichelte Theil von Curve I ist also nicht reell. Die beiden Curven schneiden sich bei 39° in einem Werth von $1{,}400_5$

int. Volt; der Temperaturcoefficient des umgewandelten Elementes ist kleiner als der des normalen. Die Differenz der electromotorischen Kräfte für beide Zustände wächst demnach mit abnehmender Temperatur und erreicht bei 0° einen Betrag von etwa 1 Proc. (0,015 Volt).

Die Gleichungen, nach denen diese Curven berechnet sind[1]), lauten:

(I) $E_t = 1{,}400_5 - 0{,}00152\,(t - 39) - 0{,}000007\,(t - 39)^2$ für das *normale* Element ($ZnSO_4 + 7H_2O$),

(II) $E'_t = 1{,}400_5 = 0{,}00102\,(t - 39) - 0{,}000004\,(t - 39)^2$ für das *anomale* Element ($ZnSO_4 + 6H_2O$).

Gleichung (II) ist aus den später mitgetheilten Beobachtungen abgeleitet. Gleichung (I) aus der von Hrn. Kahle angegebenen Temperaturformel des Clark-Elementes[2]), unter Annahme von $1{,}433_0$ int. Volt für die electromotorische Kraft desselben bei 15°C. Die neueren Beobachtungen schliessen sich der so berechneten normalen Curve gut an.

Aus diesen beiden Gleichungen ergeben sich folgende Werthe:

t	E_t in Int. Volt		Differenz	Temperaturcoefficient (Volt)	
	Normal	Anomal		Normal	Anomal
0°	1,449	1,434	0,015	− 0,00098	− 0,00071
10	1.439	1,427	0,012	− 0,00112	− 0,00079
20	1,427	1,418	0,009	− 0,00126	− 0,00086
30	1,414	1,409	0,005	− 0,00140	− 0,00094
40	1,400	1,400	0	− 0,00152	− 0,00102
50	—	1,389	—	—	− 0,00110
60	—	1,377	—	—	− 0,00117
70	—	1,365	—	—	− 0,00125

Beschreibung der Versuche.

Die Clark-Elemente waren H-förmige, von Hrn. Kahle vor längerer Zeit hergestellte Elemente, welche sich völlig normal verhielten und auch jetzt, nach Beendigung der Versuche,

1) Die Temperaturen beziehen sich auf die Scala des Wasserstoffthermometers.

2) Vgl. die modificirte, von 0° an geltende Formel, Zeitschr. f. Instrk. **17.** p. 144. 1897, welche der obigen Gleichung zu Grunde liegt.

wieder ein ganz normales Verhalten zeigen. Die Schenkel der Gefässe waren mit feinem Siegellack verschlossen, der Petroleum auch über 60° gut aushielt. Das Element *c* (Fig. 2) stand auf dem Boden einer mit Petroleum gefüllten Messinghülse *M*, die oben mit einem Ebonitdeckel verschlossen war. Durch diesen gingen die Zuleitungsdrähte und ein in $^1/_{10}{}^0$ getheiltes Normalthermometer *T*.

Das Ganze stand in einem Wasserbade von etwa ca. 50 l, dessen an *T'* abgelesene Temperatur sich nur wenig von derjenigen des Petroleums unterscheiden durfte. Die Temperatur von *T* ist auf die Wasserstoffscala reducirt; da nur Zehntausendstel der electromotorischen Kraft in Betracht kamen, brauchten nur die Zehntelgrade genau absolut bekannt zu sein, was sicher erreicht ist.

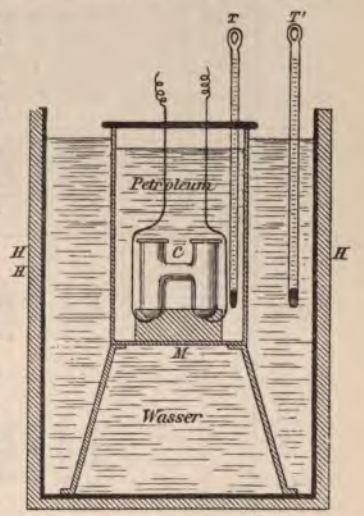


Fig. 2.

Die electromotorische Kraft der Elemente wurde mit Hülfe eines Feussner'schen Compensationsapparates gemessen. Zur Compensation, bez. zur Einstellung eines Stromes von genau 0,0002 Amp. im Hauptstrom, benutzte man ein Cadmium-Element bei nahe 20°C., dessen Spannung bei dieser Temperatur, entsprechend der obigen Festsetzung für das Clarkelement, zu 1,019° int. Volt angenommen wurde.[1])

Der Hauptstrom des Compensationsapparates wurde also solange abgeglichen, bis die Spannung an den Enden eines Widerstandes von 5095 Ohm gleich derjenigen des Cadmium-Elementes war, sodass das eingeschaltete Galvanometer keinen Ausschlag mehr zeigte. Dann wurde bei unverändertem Hauptstrom der Widerstand aufgesucht, der die Spannung des Clark-Elementes compensirte. Nach dieser Messung wurde stets der (aus einem Accumulator entnommene) Hauptstrom auf seine

1) Vgl. W. Jaeger u. R. Wachsmuth, Wied. Ann. **59.** p. 578. 1896.

Tabelle der Beobachtungen.

Datum	Zeit	Temperatur	Beobachtet	Berechnet [1])		Diff. in $^1/_{10000}$ V.		
				Normal	Anomal	Normal	Anomal	
				Clark-Element Nr. 104.				
9./XI. 1896	—	15,8°	1,4320	1,4321	1,4220	— 1	+100	normal
	—	31,5	1,4110	1,4115	1,4079	— 5	+ 31	„
	12h 30	38,3	1,4011	1,4016	1,4012	— 5	— 1	„
	1 12	43,4	1,3960	1,3937	1,3959	+ 23	+ 1	anomal
	1 50	49,1	1,3902	1,3844	1,3899	+ 58	+ 3	„
	2 29	53,2	1,3856	1,3774	1,3853	+ 82	+ 3	„
	2 57	58,1	1,3798	1,3689	1,3798	+109	0	„
10./XI. 1896	—	20,0	1,4266	1,4269	1,4183	— 3	+ 83	normal
	12 27	52,7	1,3865	1,3785	1,3859	+ 80	+ 6	anomal
	12 54	62,1	1,3757	1,3615	1,3750	+142	+ 7	„
	2 02	38,0	1,3990	1,4020	1,4015	— 30	— 25	„
	2 22	35,0	1,4030	1,4065	1,4044	— 35	— 14	„
	2 42	30,5	1,4073	1,4130	1,4088	— 57	— 15	„
	3 0	25,8	1,4130	1,4194	1,4132	— 64	— 2	„
	3 17	19,8	1,4179	1,4272	1,4184	— 93	— 5	„
				Das Element ist jetzt umgewandelt.				
11./XI. 1896	—	15,3	1,4224	1,4327	1,4224	—103	0	„

Fig. 3.

23./XI. 1896	—	16,3	1,4216	1,4315	1,4216	— 99	0	anomal
	1 15	0	1,4338	1,4494	1,4342	—156	— 4	„
	1 30	0	1,4338	1,4494	1,4342	—156	— 4	„
	1 40	0	1,4344	1,4494	1,4342	—150	+ 2	„
24./XI. 1896	—	17,5	1,4208	1,4301	1,4206	— 93	+ 2	„
	10 15	Krystall eingeworfen, dadurch Element wieder normal gemacht						Fig. 4 u. 5
	1 45	18,5	1,4288	1,4289	1,4197	— 1	+ 91	normal
28./XI. 1896	—	16,8	1,4312	1,4309	1,4210	+ 3	+102	normal; Fig. 6
		Clark-Element Nr. 63.						
25./XI. 1896	—	17,1	1,4308	1,4305	1,4210	+ 3	+ 98	normal; Fig. 7
	2 0	33,7	1,4086	1,4084	1,4058	+ 2	+ 28	„
	2 50	39,3	1,4016	1,4001	1,4002	+ 15	+ 14	—
26./XI. 1896	12 14	39,7	1,4002	1,3995	1,3998	+ 7	+ 4	normal
	12 30	42,4	1,3958	1,3952	1,3971	+ 6	— 13	„
	1 0	44,9	1,3910	1,3913	1,3944	— 3	— 34	„
	2 05	48,9	1,3902	1,3847	1,3901	+ 55	+ 1	anomal
30./XI. 1896	—	15,9	1,4320	1,4320	1,4219	0	+101	normal; Fig. 8
	1 30	61,0	1,3756	1,3636	1,3763	+120	— 7	anomal
	—	62,0	1,3746	1,3617	1,3751	+129	— 5	„
		Das Element ist jetzt umgewandelt						
3./XII. 1896	—	18,5	1,4198	1,4289	1,4197	— 91	+ 1	anomal; Fig. 9
30./XII. 1896		Das Element ist von selbst wieder normal geworden						
	—	16,2	1,4319	1,4316	1,4217	+ 3	+102	normal; Fig. 10

1) Berechnet nach den Formeln (I) und (II) p. 356.

Constanz geprüft. Ueberschritten die Veränderungen desselben wenige Hunderttausendstel des Werthes, so wurde die Messung wiederholt.

Die beiden untersuchten Clark-Elemente (Nr. 104 und Nr. 63) gaben dieselben Resultate. Nach einer Messung derselben bei Zimmertemperatur und bei 0° wurde die Temperatur in kleineren oder grösseren Stufen erhöht, meist etwas über 60°, worauf man die Elemente langsam, allmählich oder stufenweise abkühlen liess. Bei jeder Stufe wurde unter öfterem Messen der Temperatur und der electromotorischen Kraft solange verweilt, bis sich ein stationärer Zustand herausgebildet hatte, was bei diesen Elementen auffallend rasch ging. Als Beispiel für die Beobachtungen möge die folgende Versuchsreihe mit Element Nr. 104 vom 9. November 1896 dienen.

Um $1^h\,52$ betrug die Temperatur noch 49° (electromotorische Kraft = 1,390 anomal); dann wurde durch Einschütten von heissem Wasser die Temperatur schnell auf etwa 53° gebracht. Die folgenden Beobachtungen beginnen 8 Minuten nach der letzten Ablesung bei 49°.

Zeit	Temp. des Petrol.	Electromotorische Kraft in int. Volt				Differenz $^1/_{10000}$ Volt
		Mittel	Beob.	Mittel	Berechn. nach (II)	
$2^h\ 0$	53,8°		1,3870		1,3847	+23
—	—		1,3868		—	—
2^h10	53,6		1,3864		1,3849	+15
17	53,1		1,3856		1,3854	+ 2
22	53,4		1,3858		1,3851	+ 7
27	53,4	53,2°	1,3856	1,3856	1,3851	+ 5
32	53,0		1,3854		1,3855	− 1
35	53,0		1,3854		1,3855	− 1

Etwa 25 Minuten nach der Erhöhung der Temperatur im äusseren Holzgefäss hatte das Element bereits seinen richtigen Werth erreicht.

Eine halbe Stunde reichte hierzu in den meisten Fällen aus. Den Schwankungen der Temperatur um einen bestimmten Punkt (hier ca. 53,2°), die absichtlich hervorgebracht wurden,

kann das Element natürlich nicht so rasch folgen, weil nicht nur seine Temperatur geändert, sondern auch der richtige Sättigungsgrad der Sulfatlösung hergestellt werden muss. Die Wellen der electromotorischen Kraft verlaufen etwas hinter denen der Temperatur, wie aus der Vergleichung der beobachteten und berechneten Zahlen hervorgeht; die Mittel-

Element Nr. 104.

20./XI.; Anomal.

Fig. 3.

24./XI.; 10 h 50

Fig. 4.

24./XI., 11 h 15; Normal.

Fig. 5.

3./XII.; Normal.

Fig. 6.

werthe der Temperatur und electromotorischen Kraft müssen sehr nahe richtige Werthe ergeben. Bei gleichmässig steigender oder fallender Temperatur wird man dagegen infolge Zurückbleibens des Elementes immer einen etwas zu hohen, bez. zu niedrigen Werth für die Spannung finden.

Die Zahlen der vorstehenden Tabelle sind in ähnlicher Weise, wie oben, gewonnene Mittelwerthe. Die Genauigkeit

der einzelnen Beobachtungsdaten beträgt einige Zehntausendstel, diejenige der aufgestellten Formel etwa ein Zehntausendstel.

Das hier beobachtete schnelle Folgen der Clark-Elemente im Gegensatz zu Erfahrungen an anderen Elementen ist einmal auf ihre günstige Anordnung (H-Form) zurückzuführen[1]), sodann wahrscheinlich auf den Umstand, dass durch den

Element Nr. 63.

20./XI.; Normal.

Fig. 7.

30./XI.; Normal.

Fig. 8.

3./XII.; Anomal.

Fig. 9.

30./XII.; Normal.

Fig. 10

häufigen, starken Temperaturwechsel und das dadurch bedingte Umkrystallisiren sich das Zinksulfat in einem sehr

1) Anders zusammengesetzte Elemente brauchen mitunter Tage, bis sie ihren richtigen Werth annehmen. Vgl. z. B. die Mittheilungen im Electrician **38.** p. 299. 1897 über das bedeutende Zurückbleiben der dort benutzten Elemente. Es ist sehr wesentlich, dass die ganze Zinkelectrode in gesättigter Lösung umgeben ist. (Kahle, Wied. Ann. **51.** p. 175. 1894.)

gelockerten Zustand befand, der die schnelle Auflösung desselben begünstigte; bei langem Stehen unter nahe gleicher Temperatur dagegen verwandelt sich das Sulfat in eine compacte Masse. Es ist dadurch ein Fingerzeig gegeben, wie man sich alte Clark-Elemente, bei denen das Zinksulfat sehr hart geworden ist und die deshalb schlecht der Temperatur folgen, in gebrauchsfähigen Zustand versetzen kann; nur muss man die dadurch etwa eingetretene Umwandlung des Hydrates in die anomale Form auf die später angegebene Weise, durch Einwerfen eines normalen Krystalles wieder zurückverwandeln.

Die Zusammenstellung der Beobachtungsresultate (p. 358 u. 359) enthält ferner die nach den Formeln (I) und (II) (p. 356) berechneten Werthe der Spannung für den normalen und den umgewandelten Zustand, sowie die Differenzen gegen beide Curven. Die Bemerkung der letzten Spalte giebt an, in welchem Zustand das Element sich befindet, wie das ja aus den daneben stehenden Differenzen meist ohne weiteres hervorgeht. Ausserdem ist noch angegeben, auf welche Punkte sich die Figuren 3—10 beziehen.

Das Element Nr. 104 war bereits vor dem 9. November zweimal nach Erwärmung auf höhere Temperatur (46 und 60°) von selbst wieder normal geworden; auch nach der Erwärmung am 9. November auf 58°, bei der es oberhalb 40°, wie aus den Beobachtungszahlen hervorgeht, auf der anomalen Curve II gewesen war, zeigte es sich nach der Abkühlung wieder völlig normal. (Erste Messung vom 10. November.) Erst nach einer nochmaligen Erhitzung am 10. November auf 62° blieb es dauernd umgewandelt. (Messungen vom 10. bis 23. November.) Auch äusserlich konnte man dem Element ansehen, ob es sich im normalen oder umgewandelten Zustand befand, wie aus den Figuren deutlich hervorgeht.

Im ersten Fall zeigten die Zinksulfatkrystalle das Aussehen von Fig. 8, im umgewandelten Zustand von Fig. 9. Bei Fig. 8 lagert über der Schicht der durch die Wärme milchig trüb gewordenen Krystalle (vgl. dagegen das ursprüngliche Aussehen des Elementes Nr. 63 in Fig. 7) eine neu ausgeschiedene Schicht wasserheller, normaler Krystalle, die im zweiten Fall fehlt. Für Element Nr. 104 zeigt diesen anomalen Zustand Fig. 3 (analog Fig. 9); in diesem Zu-

stand wurde es auch bei 0° gemessen (23. November). Nachdem dies Element Nr. 104 14 Tage anomal geblieben war (vgl. erste Messung vom 24. November), wurde der eine Schenkel desselben geöffnet und ein kleiner Krystall des normalen Hydrats um $10^h 15$ eingeworfen. Erst nach etwa zehn Minuten fing der Krystall an, sich mit ganz feinen Nadeln zu bedecken, die nun auch allmählich von allen Seiten des Gefässes anschossen. Um $10^h 50$ zeigte das Element das Aussehen von Fig. 4 und um $11^h 15$, als alles auskrystallisirt war, das von Fig. 5. Um $1^h 45$ ergab die electrische Messung eine völlig normale electromotorische Kraft von 1,4288 int. Volt bei 18,5° (berechnet 1,4289). Das Auskrystallisiren des überschüssigen Salzes hatte also etwa eine Stunde in Anspruch genommen. Nach Verlauf von einigen Tagen (28. November) hatten die Krystalle das Aussehen von Fig 6; die electromotorische Kraft war normal.

Ganz entsprechende Resultate lieferte das Element Nr. 63, welches bereits nach zweimaliger Erwärmung auf 49° bez. 62° (26. und 30. November) dauernd umgewandelt war. Dasselbe blieb 3 Wochen lang anomal und wandelte sich dann von selbst bei ruhigem Stehen in den normalen Zustand wieder zurück, wie die Messung am 30. December und Fig. 10 zeigt, in welcher die bedeutende Menge des auskrystallisirten Salzes beim Vergleich mit Fig. 9, welche den anomalen Zustand darstellt, ersichtlich ist. Möglichenfalls können die Elemente durch öftere Erwärmung, oder aber durch Erhitzung auf noch höhere Temperatur vollständig dauernd umgewandelt werden. Dafür sprechen die bereits erwähnten Versuche von Lord Rayleigh (Anm. p. 354), der seine Elemente auf 80° und höher erwärmte; dieselben hatten sich dann nach Monaten noch nicht von selbst zurückverwandelt. Was Rayleigh durch Erwärmen auf 80° erreicht, kann auch, wie aus dem Obigen hervorgeht, durch öftere Erwärmung auf 50—60° bewirkt werden. Den Unterschied zwischen beiden Zuständen giebt Rayleigh bei Zimmertemperatur auf rund $^5/_{1000}$ der electromotorischen Kraft an. Für gewöhnliche Zimmertemperatur ist die Differenz nach der hier bestimmten Curve etwa $^7/_{1000}$—$^8/_{1000}$.

Eine gewisse Vorsicht ist also nach dem Vorstehenden bei der Herstellung und dem Gebrauch von Clark-Elementen

nöthig. Man darf sie nicht Temperaturen über 40° aussetzen und muss sich überzeugen, dass man die normale Modification des Zinksulfates im Element hat. Nöthigenfalls ist der normale Zustand durch Einwerfen eines normalen Krystalles herbeizuführen. Interessant ist der Kreisprocess, den man das Element durchlaufen lassen kann: Erwärmung auf Curve I, Abkühlung auf Curve II, Ueberführung von II auf I durch Einwerfen eines Krystalles. Es wäre wünschenswerth, auch die Löslichkeitscurve des anomalen Hydrats bis 0° herunter zu kennen.

Aehnliche Erscheinungen, wie die hier beschriebenen (Umwandlung von Elementen, Doppelcurve der electromotorischen Kraft), wurden auch an Cadmium-Elementen beobachtet; diese waren sogar die Veranlassung zu den vorliegenden Versuchen. Bei den Clark-Elementen lagen nämlich die Verhältnisse klarer, da bereits der Umwandlungspunkt des Zinksulfathydrats und seine beiden Modificationen bekannt waren, für das Cadmiumsulfat dagegen nicht. Man konnte dann aus dem hier Gefundenen Analogieschlüsse auf das Cadmium-Element machen. Die mit diesem Element erhaltenen Resultate sollen bei einer anderen Gelegenheit mitgetheilt werden.

50. *Berücksichtigung der Formen der Wechselstrom-Spannungen und Wechselstrom-Intensitäten bei den Messungen von Capacitäten und Inductionscoefficienten mittels Wechselstrom;* von *H. F. Weber.*

Die Verwendung der Wechselstromspannungen und Wechselstromintensitäten liefert für die Messungen von Capacitäten und Inductionscoefficienten die einfachsten Methoden, wenn zur Messung der Wechselstromspannung electrostatische Voltmeter mit verschwindend kleiner Capacität zur Anwendung kommen, so dass durch das Anlegen solcher Voltmeter an Wechselstromleitungen keine messbaren Stromverzweigungen auftreten.

Zu verschiedenen Malen ist in diesen Annalen auf diese Verwendung des Wechselstroms hingewiesen worden. So hat u. a. Herr Heinke[1]) den Wechselstrom zur Messung von Capacitäten benutzt und ganz neuerlich hat Herr V. v. Lang[2]) dargelegt, dass bei Verwendung von Wechselstrom die Waage zur Messung von Capacitäten gebraucht werden kann.

Dabei wurden die für die *Sinusform* der wechselnden Grössen gültigen Beziehungen zwischen Capacität, Inductionscoefficient, Periodenzahl, Widerstand, Spannung und Stromstärke *angenommen*, ohne zu untersuchen, ob die benutzten Wechselstromgrössen auch die angenommene Sinusform haben und ohne zu erörtern, wie diese Beziehungen abzuändern sind, falls die zu den Messungen verwendeten Wechselstromspannungen oder Wechselstromintensitäten irgend eine *beliebige Form* besitzen.

Die folgenden Zeilen geben die allgemeinen Formeln, welche zur Bestimmung von Capacitäten und Selbstinductionscoefficienten mittels Wechselstromspannungen und Wechselstromintensitäten von beliebiger Form zur Anwendung zu bringen sind, um fehlerfreie Resultate zu erhalten.

---

1) Heinke, Wied. Ann. **54.** p. 577. 1895.
2) V. v. Lang, Wied. Ann. **61.** p. 800. 1897.

I. Messung von Capacitäten mittels Wechselstrom.

Ist die momentane Spannungsdifferenz zwischen den Klemmen eines an einen Wechselstromkreis angeschlossenen Condensators mit der Capacität C gleich p, und die in den Condensator in diesem Augenblick eintretende Stromstärke gleich i, so ist — falls von etwaiger Leitungsfähigkeit des Condensators und Hysteresis seines Dielectricums abgesehen wird —

$$i = \frac{d}{dt}(p \,.\, C),$$

also gleich

$$i = C \,.\, 2\pi n\{P_1 \,.\, \cos(2\pi nt + \alpha_1) + 3P_3 \cos(6\pi nt + \alpha_3) + 5P_5 \,.\, \cos(10\pi nt + \alpha_5) + \ldots\},$$

wenn p die allgemeine Form hat:

$$p = P_1 \,.\, \sin(2\pi nt + \alpha_1) + P_3 \,.\, \sin(6\pi nt + \alpha_3) + P_5 \,.\, \sin(10\pi nt + \alpha_5) + \ldots^1)$$

Da nach der Definition der effectiven Stromstärke I

$$I^2 = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T i^2 \,.\, dt$$

ist, beträgt die effective Stromstärke des Ladungsstromes:

$$I = C \,.\, 2\pi n \,.\, \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\{P_1^2 + 9P_3^2 + 25P_5^2 + \cdots\}}$$

oder

$$I = C \,.\, 2\pi n \cdot \frac{P_1}{\sqrt{2}} \sqrt{\left\{1 + 9\frac{P_3^2}{P_1^2} + 25\frac{P_5^2}{P_1^2} + \cdots\right\}}.$$

Die effective Spannungsdifferenz P zwischen den Klemmen des Condensators ist aber

$$P = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T p^2 \,.\, dt};$$

1) Soweit meine Erfahrung reicht, liefern alle zur Zeit gebrauchten Wechselstrommaschinen Spannungen und Stromstärken, welche vollkommen symmetrische Formen in Bezug auf die Zeit-Abscissenaxe haben; die Glieder *gerader* Ordnung der allgemeinen Fourier'schen Sinusreihe, welche zur Darstellung dieser Formen gebraucht werden kann, kommen also nicht vor.

folglich ist

$$P = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{\{P_1^2 + P_3^2 + P_5^2 + \ldots\}}$$
$$= \frac{P_1}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{1 + \frac{P_3^2}{P_1^2} + \frac{P_5^2}{P_1^2} + \cdots}.$$

Hierdurch lässt sich der obige Ausdruck für I in die folgende Form bringen:

$$I = C \cdot 2\pi n \cdot P \cdot \sqrt{\frac{1 + 9\frac{P_3^2}{P_1^2} + 25\frac{P_5^2}{P_1^2} + \cdots}{1 + \frac{P_3^2}{P_1^2} + \frac{P_5^2}{P_1^2} + \cdots}},$$

sodass schliesslich die Capacität des Condensators durch den folgenden Ausdruck gegeben wird:

$$C = \frac{I}{2\pi n \cdot P} \cdot \sqrt{\frac{1 + \frac{P_3^2}{P_1^2} + \frac{P_5^2}{P_1^2} + \cdots}{1 + 9\frac{P_3^2}{P_1^2} + 25\frac{P_5^2}{P_1^2} + \cdots}}.$$

Die bisher dafür gegebene Form, welche Sinusform für die Condensator-Spannung voraussetzt,

$$C = \frac{I}{2\pi n \cdot P},$$

ist also bei beliebiger Form der Ladespannung auf der rechten Seite dieses Ausdrucks mit dem „Formfactor" oder „Correctionsfactor"

$$f = \sqrt{\frac{1 + \frac{P_3^2}{P_1^2} + \frac{P_5^2}{P_1^2} + \cdots}{1 + 9\frac{P_3^2}{P_1^2} + 25\frac{P_5^2}{P_1^2} + \cdots}}$$

zu versehen, um den richtigen, allgemein gültigen Werth zu geben.

Dieser Formfactor kann schon bei verhältnissmässig kleinen Abweichungen der Spannungsform von der Sinusform beträchtlich werden. Der bekannte ältere Typus der Wechselstrommaschine der Firma Siemens mit eisenfreier Armatur liefert eine Klemmenspannung für einen in ihren Stromkreis eingeschalteten Condensator von der Form:

$$p = 100 \cdot \sin(2\pi nt + 0{,}0^0) + 1{,}11 \sin(6\pi nt + 8{,}1^0)$$
$$+ 2{,}25 \sin(10\pi nt - 5{,}2^0) + \ldots,$$

welche also nur sehr wenig von der Sinusform abweicht. Diese Spannungsform giebt, da

$$\frac{P_3^2}{P_1^2} = 0{,}000123 \quad \frac{P_5^2}{P_1^2} = 0{,}000506,$$

den Correctionsfactor $f = 0{,}9935$. Die Verwendung dieser Maschine bei Capacitätsmaschinen fordert also die Anbringung einer Correction von ca. $^2/_3$ Proc. in dem Gebrauche der Formel: $C = I/2\pi n \,.\, P$.

Die Form des Ausdrucks für f lässt erkennen, dass für alle Ladespannungen, deren Form beträchtlich von der Sinusform abweicht, die Grösse von f stark von der Einheit abweichen muss. Eine solche Form wird z. B. von den Wechselstrommaschinen der Firma Ganz & Co. geliefert. Für denselben Condensator, für den die von der Siemens' Wechselstrommaschine gegebene Spannungsform aufgenommen wurde, ergab sich bei Benutzung einer Ganz' Wechselstrommaschine als Spannungsform:

$$p = 100 \,.\, \sin(2\pi nt - 7{,}0^0) + 38{,}4 \sin(6\pi nt + 144{,}1^0) + 15{,}6 \sin(10\pi nt - 75{,}9^0) + \ldots$$

Für diese Form wird, da

$$\frac{P_3^2}{P_1^2} = 0{,}1474 \quad \frac{P_5^2}{P_1^2} = 0{,}0243,$$

$$f = 0{,}632.$$

Die für p gegebene Form lässt vermuthen, dass die Amplituden P_7, $P_9 \ldots$ der höheren Glieder wahrscheinlich noch merkliche Grösse haben werden. Da die Quotienten P_7^2/P_1^2, $P_9^2/P_1^2 \ldots$ im Nenner von f die Zahlenfactoren 49,81 ... haben, müsste die Form dieser Ladespannung *ausserordentlich genau* aufgenommen werden, wenn eine mit dieser Spannung gemessene Capacität bis auf einen mässig kleinen Bruchtheil eines Procentes genau ausfallen sollte. Ein Fehler von 1 Proc. in der Ermittelung der Verhältnisse P_3/P_1, $P_5/P_1 \ldots$, giebt schon nahezu 1 Proc. Fehler in dem Werthe des Correctionsfactors.

II. Messungen von Selbstinductionscoefficienten.

Der Wechselstrom, welcher eine Spule mit dem Selbstinductionscoefficienten L und dem Widerstande w unter der

Einwirkung der Spannungsdifferenz p von beliebiger Form durchfliesst, ist durch die Gleichung

$$i \,.\, w + L \,.\, \frac{d\,i}{d\,t} = p$$

bestimmt, falls äussere electromotorische Kräfte ausgeschlossen sind. Die beliebig variable Spannungsdifferenz

$$p = P_1 \,.\, \sin(2\pi\, n t + \alpha_1) + P_3 \,.\, \sin(6\pi\, n t + \alpha_3) + P_5 \,.\, \sin(10\pi\, n t + \alpha_5) + \ldots$$

giebt dann als Ausdruck des stationär periodischen Stromes

$$i = \frac{P_1}{\sqrt{w^2 + (2\pi\, n L)^2}} \cdot \sin(2\pi\, n t + \beta_1) + \frac{P_3}{\sqrt{w^2 + (6\pi\, n L)^2}} \cdot \sin(6\pi\, n t + \beta_3) + \cdots,$$

wo

$$\beta_m = \alpha_m - \operatorname{arctg} \frac{2\pi\, n \,.\, m \,.\, L}{w}.$$

Daraus folgt als effective Stromstärke

$$I = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T i^2 \,.\, d\,t}$$

$$I = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{\frac{P_1^2}{w^2 + (2\pi\, n L)^2} + \frac{P_3^2}{w^2 + (6\pi\, n L)^2} + \frac{P_5^2}{w^2 + (10\pi\, n L)^2} + \cdots}$$

Wird der effective Werth

$$P = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T p^2 \,.\, d\,t}$$

der zwischen den Spulenenden wirkenden Spannungsdifferenz

$$P = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{P_1^2 + P_3^2 + P_5^2 + \ldots}$$

zur Umformung des Ausdrucks für I benutzt, so ergiebt sich:

$$I = \frac{P}{\sqrt{w^2 + (2\pi\, n L)^2}} \cdot \sqrt{\frac{1 + \frac{P_3^2}{P_1^2} \cdot \frac{w^2 + (2\pi\, n L)^2}{w^2 + (6\pi\, n L)^2} + \frac{P_5^2}{P_1^2} \cdot \frac{w^2 + (2\pi\, n L)^2}{w^2 + (10\pi\, n L)^2} + \cdots}{1 + \frac{P_3^2}{P_1^2} + \frac{P_5^2}{P_1^2} + \cdots}}.$$

Ist der Widerstand w der Spule so klein gegenüber $2\pi n L$, dass w^2 neben $(2\pi n L)^2$ verschwindet, was häufig der Fall ist, so geht dieser Ausdruck in die einfache Form über:

$$I = \frac{P}{2\pi n . L} \cdot \sqrt{\frac{1 + \frac{1}{9}\frac{P_3^2}{P_1^2} + \frac{1}{25}\cdot\frac{P_5^2}{P_1^2} + \ldots}{1 + \frac{P_3^2}{P_1^2} + \frac{P_5^2}{P_1^2} + \ldots}}.$$

Die benannte einfache, für Sinusform der Spannung gültige Formel $I = P/2\pi n L$ ist also für beliebige Form der Spannung in die Gestalt zu bringen:

$$I = \frac{P}{2\pi n . L} \cdot f, \text{ aus der } L = \frac{P}{2\pi n . I} \cdot f$$

folgt, wo der „Correctionsfactor" die Bedeutung hat:

$$f = \sqrt{\frac{1 + \frac{1}{9}\frac{P_3^2}{P_1^2} + \frac{1}{25}\frac{P_5^2}{P_1^2} + \ldots}{1 + \frac{P_3^2}{P_1^2} + \frac{P_5^2}{P_1^2} + \ldots}}.$$

Diese Form lässt erkennen, dass f für sinusähnliche Spannungsformen kaum von eins verschieden ist und selbst für sehr beträchtlich von der Sinusform abweichende Spannungsformen von der Einheit nur wenig abweicht. Für die beiden oben angegebenen Formen der Spannung, z. B.:

$$p = 100 . \sin(2\pi nt + 0{,}0^0) + 1{,}11 \sin(6\pi nt + 8{,}1^0) + 2{,}25 \sin(10\pi nt - 5{,}2^0) + \ldots$$

und

$$p = 100 . \sin(2\pi nt - 7{,}0^0) + 38{,}4 \sin(6\pi nt + 144{,}1^0) + 15{,}6 \sin(10\pi nt - 75{,}9^0) + \ldots$$

hat dieser Correctionsfactor die Werthe 0,9998 und 0,932.

Die verhältnissmässig kleine Correction, welche an der für die Sinusform geltenden Formel

$$L = \frac{P}{2\pi n . I}$$

anzubringen ist, um sie für eine von der Sinusgestalt beträchtlich abweichende Spannungsform verwendbar zu machen, stellt einen der mannichfachen Vortheile dar, welche aus der Messung der Wechselstromgrössen als effective Werthe resultiren.

III. Die unter I. und II. abgeleiteten Resultate besagen, dass eine *genaue* Messung einer Capacität oder eines Selbstinductionscoëfficienten unter Anwendung von Wechselstrom nur bei *bekannter* Form der benutzten Wechselstromspannung möglich ist. Die Form der Resultate macht evident, dass nur durch Anwendung von Spannungsformen, welche von der Sinusform nicht allzuweit abweichen, grosse Genauigkeit in den Messungen von Capacitäten und Selbstinductionscoëfficienten erreicht werden kann. Es liegt hier also das Bedürfniss nach einer Methode recht nahe, welche in verhältnissmässig einfacher Weise erkennen lässt, ob die electromotorische Kraft einer Wechselstrommaschine Sinusform hat oder von der Sinusform erheblich abweicht.

Stefan[1] hat geglaubt, dass eine solche einfache Methode in dem folgenden Verfahren gefunden werden kann.

Die auf die Form ihrer electromotorischen Kraft zu prüfende Wechselstrommaschine wird durch eine inductionsfreie Leitung geschlossen, deren Widerstand innerhalb weiter Grenzen geändert werden kann. Es wird sowohl die Erregung der Maschine, als auch die Tourenzahl constant erhalten; für eine Reihe von Gesammtwiderständen w_1, w_2, ... werden die resultirenden effectiven Stromstärken I_1, I_2, ... gemessen. Trägt man nun die Quadrate der zur Anwendung gekommenen Gesammtwiderstände als Abscissen und die reciproken Werthe der Quadrate der gemessenen Stromstärken als Ordinaten auf, so ist nach Stefan die Gestalt der resultirenden Curve ein Kriterium für die Form der electromotorischen Kraft der Maschine. Ist diese Gestalt eine Gerade, so ist, schliesst Stefan, die electromotorische Kraft der Maschine von Sinusform, denn nur die letztere Form liefert die Beziehung

$$I = \frac{E}{\sqrt{w^2 + (2\pi nL)^2}},$$

welche Ausdruck dieser Geraden ist; ist dagegen die entstehende Curve von einer Geraden mehr oder weniger abweichend, so ist dieses nach Stefan der Beweis für die Abweichung der electromotorischen Kraft von der Sinusform.

1) **Stefan**, Officieller Bericht über die internationale electrische [illegible]stellung in Wien 1883. p. 218.

Es ist leicht einzusehen, dass dieser Schluss ein Fehlschluss ist, weil die Stefan'sche Construction für Wechselstrommaschinen mit den verschiedensten Formen der electromotorischen Kraft stets zu Curven führen muss, die auf weiten Strecken ihres Verlaufes *von einer Geraden kaum zu unterscheiden sind.*

Denn ist die Form der electromotorischen Kraft gegeben durch

$$e = E_1 . \sin(2\pi n t + \alpha_1) + E_3 . \sin(6\pi n t + \alpha_3) + E_5 . \sin(10\pi n t + \alpha_5) + \ldots,$$

so ist unter den angegebenen Bedingungen die Stromstärke durch die Gleichung gegeben:

$$i . w + L . \frac{di}{dt} = E_1 . \sin(2\pi n t + \alpha_1) + E_3 . \sin(6\pi n t + \alpha_3) + \ldots$$

Sie hat also, abgesehen von einem Glied, das nur in den ersten Momenten der Stromentwickelung zur Geltung kommt, die Gestalt:

$$i = \frac{E_1}{\sqrt{w^2 + (2\pi n L)^2}} . \sin(2\pi n t + \beta_1) + \frac{E_3}{\sqrt{w^2 + (6\pi n L)^2}} . \sin(6\pi n t + \beta_3) + \ldots,$$

wo

$$\beta_m = \alpha_m - \operatorname{arctg} \frac{2\pi n . m . L}{w}$$

ist. Das Quadrat des effectiven Werthes der Stromstärke ist demnach

$$I^2 = \frac{E_1^2}{2\left(w^2 + (2\pi n L)^2\right)} + \frac{E_3^2}{2\left(w^2 + (6\pi n L)^2\right)} + \frac{E_5^2}{2\left(w^2 + (10\pi n L)^2\right)} + \ldots$$

oder

$$I^2 = \frac{E_1^2}{2\left(w^2 + (2\pi n L)^2\right)} \cdot \left\{1 + \frac{E_3^2}{E_1^2} \cdot \frac{w^2 + (2\pi n L)^2}{w^2 + (6\pi n L)^2} + \frac{E_5^2}{E_1^2} \cdot \frac{w^2 + (2\pi n L)^2}{w^2 + (10\pi n L)^2} + \ldots\right\}.$$

Durch Einführung der effectiven electromotorischen Kraft E der Maschine, welche durch

$$E^2 = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T e^2 . dt = \frac{1}{2}\left\{E_1^2 + E_3^2 + E_5^2 + \ldots\right\}$$

gegeben ist, geht dieser Ausdruck für I^2 über in:

$$I^2 = \frac{E^2}{w^2 + (2\pi n L)^2} \cdot \frac{1 + \frac{E_3^2}{E_1^2} \cdot \frac{w^2 + (2\pi n L)^2}{w^2 + (6\pi n L)^2} + \frac{E_5^2}{E_1^2} \cdot \frac{w^2 + (2\pi n L)^2}{w^2 + (10\pi n L)^2} + \cdots}{1 + \frac{E_3^2}{E_1^2} + \frac{E_5^2}{E_1^2} + \cdots}$$

oder, kurz geschrieben, in:

$$I^2 = \frac{E^2}{w^2 + (2\pi n L)^2} \cdot f^2 .$$

Es ist leicht zu übersehen, dass diese Grösse f selbst bei ausserordentlich weit von der Sinusgestalt abweichenden electromotorischen Kräften, für eine lange Reihe von Widerständen fast genau denselben Werth erhält, dass mithin die mit den Coordinaten w^2 und $1/I^2$ construirte Curve sehr nahezu eine Gerade darstellt.

Die oben genannte Ganz'sche Wechselstrommaschine hat eine electromotorische Kraft, deren relativer Werth durch die Form

$$e = 100 . \sin(2\pi nt + \alpha_1) + 35{,}6 \sin(6\pi nt + \alpha_2) + 15{,}1 \sin(10\pi nt + \alpha_5) + \cdots$$

dargestellt wird. Hier ist also $E_3^2/E_1^2 = 0{,}1267$ und $E_5^2/E_1^2 = 0{,}0232$. Der Inductionscoefficient L der Armatur ist $= 0{,}33$ Henry; der Armaturwiderstand ist $= 2{,}65$ Ohm. Die Werthe für f, welche für diese Maschine bei den in der ersten Colonne der nebenstehenden Tabelle verzeichneten Gesammtwiderständen resultiren, sind in der letzten Colonne verzeichnet.

	w	f
$L = 0{,}33$	2,6 + 100	0,950
$n = 45$	+ 50	0,941
$2\pi n = 283$	+ 25	0,940
	+ 20	0,940
	+ 15	0,940
	+ 10	0,940
	+ 5	0,940
	+ 2	0,940

Aus dem Resultat der Stefan'schen Construction kann also nichts in betreff der Form der electromotorischen Kraft einer Wechselstrommaschine gefolgert werden. Sie liefert also

auch kein Mittel zur Entscheidung darüber, ob eine Wechselstrommaschine zu genauen Messungen von Capacitäten und Selbstinductionscoefficienten tauglich ist.

Dieses kann nur durch directe Aufnahme der zu diesen Messungen benutzten Spannungsformen gewonnen werden, aus welcher dann die zur Berechnung der Capacitäten und Inductionscoefficienten nöthigen Werthe von P_3/P_1, $P_5/P_1 \ldots$, abzuleiten sind.

Auf die Technik der Aufnahme dieser Spannungsformen und auf die beste Art der Ableitung der Verhältnisse P_3/P_1, $P_5/P_1 \ldots$, soll hier nicht näher eingegangen werden. Es genüge, hervorzuheben, dass es keine Schwierigkeiten hat, diese Spannungsformen mit einer ausreichenden Genauigkeit aufzunehmen.

Der Inhalt dieses Aufsatzes ist in meinen Vorlesungen, electrischen und electrotechnischen Uebungen, schon seit 1890 gegeben worden. Der Umstand, dass die einfachen Bemerkungen, welche er behandelt, anderwärts bisher noch nicht gegeben worden sind, hat mich veranlasst, sie hier zusammenzustellen.

Zürich, October 1897.

51. *Beiträge zur geometrischen Darstellung der physikalischen Eigenschaften der Krystalle;* *von W. Voigt.*

Eine grosse und wichtige Klasse der physikalischen Eigenschaften der Krystalle wird durch lineare Beziehungen zwischen den Componenten zweier gerichteter Grössen ausgedrückt. Unter ihnen stehen an Einfachheit und Mannichfaltigkeit diejenigen oben an, bei welchen es sich um die Wechselbeziehungen zwischen zwei gewöhnlichen Vectoren handelt, wie z. B. die dielectrische und die magnetische Influenz, die electrische und die thermische Leitung. Bezeichnet man mit X, Y, Z die Componenten des primären, mit U, V, W diejenigen des secundären Vectors nach beliebigen Coordinatenaxen, so haben die für jene Klasse von Vorgängen charakteristischen Formeln die Gestalt

$$U = f_{11} X + f_{12} Y + f_{13} Z, \text{ etc.}$$

Hier kann man in einzelnen Gebieten als theoretisch begründet, in anderen als durch die Erfahrung wahrscheinlich gemacht, die Beziehungen $f_{hk} = f_{kh}$ einführen und dadurch die Zahl der für die Substanz charakteristischen Parameter von neun auf sechs reduciren. Es ist dann bekanntlich möglich, die durch jene Formeln ausgedrückten Vorgänge mit Hülfe einer centrischen Oberfläche zweiten Grades geometrisch zu veranschaulichen, die, als für jeden Krystall nach Lage und Grösse vollkommen bestimmt, ein Bild einer seiner physikalischen Eigenschaften liefert.

Für die Erscheinungsgebiete, deren Gesetze durch lineare Beziehungen zwischen einem Vector und einem Spannungs- oder Deformationssystem, sowie zwischen einem Spannungs- und einem Deformationssystem ausgedrückt werden, fehlte eine solche Veranschaulichung bisher. Zwar hat man in dem letzten der genannten Gebiete — dem der Elasticität — die Oberfläche des linearen Dehnungsmoduls zu solchem Zwecke verwenden wollen; indessen ist diese Darstellung, wie weiter

hervortreten wird, unvollständig und somit ungenügend. Das Folgende enthält einen Versuch, die bezeichneten Lücken in einfacher Weise auszufüllen.

I. Die Grundgesetze der *Piezoelectricität* und der dazu reciproken *electrischen Deformation* sind in folgenden Gleichungen enthalten. Bezeichnen X_x, Y_y, Z_z, Y_z, Z_x, X_y die Componenten der elastischen Spannungen, a, b, c diejenigen des durch sie erregten electrischen Momentes der Volumeneinheit nach denselben Coordinatenaxen, so gilt[1])

$$(1)\quad \begin{cases} -a = d_{11}X_x + d_{12}Y_y + d_{13}Z_z + d_{14}Y_z + d_{15}Z_x + d_{16}X_y, \\ -b = d_{21}X_x + d_{22}Y_y + d_{23}Z_z + d_{24}Y_z + d_{25}Z_x + d_{26}X_y, \\ -c = d_{31}X_x + d_{32}Y_y + d_{33}Z_z + d_{34}Y_z + d_{35}Z_x + d_{36}X_y, \end{cases}$$

wobei die d_{hk} die dem Krystall und dem bestimmten Coordinatensystem individuellen *piezoelectrischen Moduln* darstellen. Bezeichnen ferner X, Y, Z die Componenten der electrischen Feldstärke im Krystall, x_x, y_y, z_z, y_z, z_x, x_y diejenigen der durch sie bewirkten Deformation, so gilt[2])

$$(2)\quad \begin{cases} x_x = d_{11}X + d_{21}Y + d_{31}Z, & y_z = d_{14}X + d_{24}Y + d_{34}Z, \\ y_y = d_{12}X + d_{22}Y + d_{32}Z, & z_x = d_{15}X + d_{25}Y + d_{35}Z, \\ z_z = d_{13}X + d_{23}Y + d_{33}Z, & x_y = d_{16}X + d_{26}Y + d_{36}Z, \end{cases}$$

wobei die Constanten d_{hk} den in (1) auftretenden identisch sind.

Da die Anzahl der voneinander unabhängigen Parameter d_{hk} im allgemeinsten Falle achtzehn beträgt, so empfiehlt es sich, zur Darstellung der behandelten Eigenschaften drei centrische Oberflächen zweiten Grades zu benutzen, die sich folgendermaassen einführen lassen.

Seien die Componenten $X_x, \ldots$ bewirkt durch eine einzige Zugspannung S in einer durch die Cosinus α, β, γ bestimmten Richtung; dann ist

$$(3)\quad \begin{cases} X_x = -S\alpha^2, \; Y_y = -S\beta^2, \; Z_z = -S\gamma^2, \; Y_z = -S\beta\gamma, \\ Z_x = -S\gamma\alpha, \; X_y = -Sa\beta, \end{cases}$$

und die Gleichungen (1) nehmen die Form an

$$(4)\quad a = S(d_{11}\alpha^2 + d_{12}\beta^2 + d_{13}\gamma^2 + d_{14}\beta\gamma + d_{15}\gamma\alpha + d_{16}\alpha\beta), \text{ etc.}$$

1) W. Voigt, Allg. Theorie der piezo- und pyroelectr. Erschein. Abhandl. d. k. Gesellsch. d. Wiss. zu Göttingen. 1890.

2) F. Pockels, N. Jahrb. f. Min. Beib. **7**. p. 253. 1890.

Schreibt man die Werthe a, b, c vor, so geben diese Formeln für jede Richtung α, β, γ drei Werthe der Spannung S, welche erforderlich sind, um die gewünschten Partialmomente a, b, c hervorzurufen, und welche bez. mit S_1, S_2, S_3 bezeichnet werden mögen. Trägt man, je nachdem $S_h \gtrless 0$ ist, $\sqrt{\pm S_h} = \varrho_h$ vom Coordinatenanfang aus als Strecke auf der Richtung von S auf, und setzt man die Coordinaten des freien Endpunktes

$$\alpha\varrho_h = x_h, \quad \beta\varrho_h = y_h, \quad \gamma\varrho_h = z_h,$$

so ergiebt sich aus (4)

$$(5)\quad \begin{cases} \pm a = d_{11}x_1^2 + d_{12}y_1^2 + d_{13}z_1^2 + d_{14}y_1z_1 + d_{15}z_1x_1 + d_{16}x_1y_1, \\ \pm b = d_{21}x_2^2 + d_{22}y_2^2 + d_{23}z_2^2 + d_{24}y_2z_2 + d_{25}z_2x_2 + d_{26}x_2y_2, \\ \pm c = d_{31}x_3^2 + d_{32}y_3^2 + d_{33}z_3^2 + d_{34}y_3z_3 + d_{35}z_3x_3 + d_{36}x_3y_3. \end{cases}$$

Hierin ist der Satz enthalten:

Die Spannungen S_h, die in beliebigen Richtungen wirken müssen, um in einem Krystall je einen geforderten constanten Werth einer der Componenten a, b, c des electrischen Momentes bei beliebigen Werthen der beiden anderen zu erzielen, werden gemessen durch das Quadrat der ihnen parallelen Radienvectoren in je einer centrischen Oberfläche zweiten Grades 0_h, deren Gestalt und Lage durch die piezoelectrischen Moduln des Krystalles vollständig bestimmt ist, während ihre Grösse mit der Quadratwurzel aus den absoluten Werthen der verlangten a, b, c proportional ist.

Giebt man den a, b, c gewisse Normalwerthe, setzt sie etwa am einfachsten gleich Eins, so erhält man drei nur noch von den Moduln d_{hk} abhängige Flächen Ω_h, welche die piezoelectrischen Eigenschaften des Krystalles erschöpfend darstellen. Ihre Gleichungen lauten:

$$(6)\quad \pm 1 = d_{i1}x_i^2 + d_{i2}y_i^2 + d_{i3}z_i^2 + d_{i4}y_iz_i + d_{i5}z_ix_i + d_{i6}x_iy_i,$$

wobei $i = 1, 2, 3$ sein kann. Das obere Vorzeichen entspricht positiven Werthen S, das untere negativen; es sind also jederzeit beide zu berücksichtigen, soweit ihnen reelle Coordinatenwerthe entsprechen. Die Flächen Ω_h können Ellipsoide oder Hyperboloidpaare, in Grenzfällen auch elliptische oder hyperbolische Kegel bez. Cylinder sein. Die Bestimmung ihrer Gestalt erfordert im allgemeinen die Kenntniss der dem Krystall in-

dividuellen Modulwerthe; in speciellen Fällen, nämlich wenn gewisse Symmetrien vorliegen, kann man über sie schon durch rein geometrische Ueberlegungen Aufklärung erhalten. Der Raum gestattet nicht, dies näher auszuführen.

Da eine jede der Flächen 0_h dadurch erhalten ist, dass eine der Componenten a, b, c gegeben ist, während die beiden anderen beliebig sind, so giebt die Schnittcurve zweier von ihnen mit verschiedenen h durch ihre Radienvectoren diejenigen Spannungen nach Grösse und Richtung an, welche zwei Componenten auf gegebene Grössen bringen und die dritte beliebig lassen. Die diesen Componenten entsprechenden Gesammtmomente liegen somit in einer bestimmten Ebene durch die letzte, willkürliche Componente, und wenn man sie vom Coordinatenanfang als Vectoren construirt, so erfüllen ihre Endpunkte eine der willkürlichen Componente parallele Gerade.

Die Schnittpunkte dreier Oberflächen 0_h mit verschiedenen h bestimmen dagegen durch die nach ihnen hin gelegten Vectoren nach Grösse und Richtung diejenigen Spannungen, welche allen drei Componenten a, b, c verlangte Werthe ertheilen.

Wenn Schnittcurven oder Schnittpunkte der geschilderten Art nicht auftreten, so folgt daraus, dass durch eine einfache Spannung den bezüglich der Componenten a, b, c gestellten Anforderungen nicht genügt werden kann.

Durch Vorstehendes dürfte die Rolle, welche die drei charakteristischen Flächen 0_h, bez. Ω_h, im Gebiete der Piezoelectricität spielen, genügend aufgeklärt sein; es erübrigt, Analoges für das Gebiet der electrischen Deformation zu zeigen. Hierzu benutzen wir den allgemeinen Ausdruck für die lineare Dilatation λ in einer durch die Richtungscosinus α, β, γ bestimmten Richtung, nämlich die Formel

$$(7) \qquad \lambda = x_x \alpha^2 + y_y \beta^2 + z_z \gamma^2 + y_z \beta\gamma + z_x \gamma\alpha + x_y \alpha\beta,$$

und setzen in dieselbe die Ausdrücke (2) für $x_x \ldots$, nachdem in denselben entweder Y und Z, oder Z und X, oder X und Y gleich Null gemacht sind. Es resultiren dann drei Gleichungen von der Gestalt

$$(8) \qquad \lambda_1 = X(d_{11}\alpha^2 + d_{12}\beta^2 + d_{13}\gamma^2 + d_{14}\beta\gamma + d_{15}\gamma\alpha + d_{16}\alpha\beta),$$

wobei λ_1, λ_2, λ_3 die in den bezeichneten drei Fällen auftretenden Dilatationen sind.

Schreibt man die Werthe X, Y, Z vor, so bestimmen diese Gleichungen die Werthe der linearen Dilatationen, welche in einem homogenen Feld, dessen Kraftlinien je einer Coordinatenaxe parallel sind, in beliebigen Richtungen erregt werden.

Trägt man nun, je nachdem die $\lambda_h \gtrless 0$ sind, $1/\sqrt{\pm\lambda_h} = \varrho_h$ vom Coordinatenanfang aus als Strecke auf der durch α, β, γ charakterisirten Richtung auf, und setzt man die Coordinaten der freien Endpunkte

$$\alpha\varrho_h = x_h, \quad \beta\varrho_h = y_h, \quad \gamma\varrho_h = z_h,$$

so ergiebt sich aus (8)

$$(9)\quad \begin{cases} \pm\frac{1}{X} = d_{11}x_1^2 + d_{12}y_1^2 + d_{13}z_1^2 + d_{14}y_1z_1 + d_{15}z_1x_1 + d_{16}x_1y_1, \\ \pm\frac{1}{Y} = d_{21}x_2^2 + d_{22}y_2^2 + d_{23}z_2^2 + d_{24}y_2z_2 + d_{25}z_2x_2 + d_{26}x_2y_2, \\ \pm\frac{1}{Z} = d_{31}x_3^2 + d_{32}y_3^2 + d_{33}z_3^2 + d_{34}y_3z_3 + d_{35}z_3x_3 + d_{36}x_3y_3. \end{cases}$$

Hierin ist der Satz enthalten:

Die linearen Dilatationen λ_h nach einer beliebigen Richtung, welche durch eine vorgeschriebene Feldstärke parallel je einer Coordinatenaxe in einem Krystall erzeugt werden, sind gemessen durch die reciproken Quadrate der ihnen parallelen Radienvectoren in je einer centrischen Oberfläche $0'_h$ zweiten Grades, deren Gestalt und Lage durch die piezoelectrischen Moduln des Krystalles vollständig bestimmt wird, während ihre Grösse der reciproken Wurzel aus den absoluten Werthen der wirkenden Feldstärke proportional ist.

Giebt man den X, Y, Z gewisse Normalwerthe, setzt sie etwa gleich Eins, so erhält man drei nur noch von den Moduln d_{hk} abhängige Flächen Ω'_h; ihre Gleichungen lauten

$$(10)\quad \pm 1 = d_{i1}x_i^2 + d_{i2}y_i^2 + d_{i3}z_i^2 + d_{i4}y_iz_i + d_{i5}z_ix_i + d_{i6}x_iy_i,$$

wobei $i = 1, 2, 3$ sein kann, und das obere Vorzeichen positiven, das untere negativen Dilatationen entspricht.

Diese Flächen Ω'_h sind mit den p. 378 eingeführten Ω_h identisch, und hierin drückt sich die Reciprocität zwischen der piezoelectrischen Erregung und der electrischen Deformation allseitig aus.

II. Die Grundgesetze der *Elasticität* sind in sechs Gleichungen von der Form

$$(11) \quad -x_x = s_{11} X_x + s_{12} Y_y + s_{13} Z_z + s_{14} Y_z + s_{15} Z_x + s_{16} X_y$$

enthalten, zwischen deren Parametern — den *Elasticitätsmoduln* — die Beziehungen $s_{hk} = s_{kh}$ bestehen. Da die Anzahl der voneinander unabhängigen Elasticitätsmoduln hiernach im allgemeinsten Falle 21 beträgt, so kann man die elastischen Eigenschaften eines Krystalles durch die Combination einer centrischen Oberfläche zweiten und einer homogen vierten Grades erschöpfend darstellen. Bezüglich der Wahl beider hat man einige Freiheit, doch drängen verschiedene Erwägungen zur Bevorzugung von Flächen, die mit der Deformation durch eine einfache Spannung S in Beziehung stehen.

Setzt man demgemäss in das System (11) die Ausdrücke (3) für die Spannungscomponenten und bildet dann nach (7) die lineare Dilatation λ in der Richtung von S, so erhält man

$$(12) \qquad \lambda = s_l S,$$

wobei

$$(13) \quad \begin{cases} s_l = s_{11}\alpha^4 + s_{22}\beta^4 + s_{33}\gamma^4 \\ \quad + (s_{44} + 2s_{23})\beta^2\gamma^2 + (s_{55} + 2s_{31})\gamma^2\alpha^2 + (s_{66} + 2s_{12})\alpha^2\beta^2 \\ \quad + 2\alpha^2[(s_{14} + s_{56})\beta\gamma + s_{15}\gamma\alpha + s_{16}\alpha\beta] \\ \quad + 2\beta^2[s_{24}\beta\gamma + (s_{25} + s_{64})\gamma\alpha + s_{26}\alpha\beta] \\ \quad + 2\gamma^2[s_{34}\beta\gamma + s_{35}\gamma\alpha + (s_{36} + s_{45})\alpha\beta]. \end{cases}$$

Bildet man hingegen unter gleichen Voraussetzungen den Ausdruck $\vartheta = x_x + y_y + z_z$ der räumlichen Dilatation, so erhält man

$$(14) \qquad \vartheta = s_r S,$$

wobei der Modul s_r dieser Dilatation gegeben ist durch

$$(15) \quad \begin{cases} s_r = (s_{11} + s_{12} + s_{13})\alpha^2 + (s_{21} + s_{22} + s_{23})\beta^2 + (s_{31} + s_{32} + s_{33})\gamma^2 \\ \quad + (s_{41} + s_{42} + s_{43})\beta\gamma + (s_{51} + s_{52} + s_{53})\gamma\alpha + (s_{61} + s_{62} + s_{63})\alpha\beta. \end{cases}$$

Trägt man einmal $1/\sqrt[4]{s_l}$ und sodann $1/\sqrt{s_r}$ als Strecke auf der Richtung von S auf, so erhält man zwei Oberflächen der verlangten Grade, deren Gleichungen die Moduln s_{hk} in 21

voneinander unabhängigen Combinationen enthalten, und die demnach eine erschöpfende Darstellung der elastischen Eigenschaften eines Krystalles liefern.

Indessen ist dieses Flächenpaar zur Gewinnung weiterer Folgerungen wenig brauchbar. Viel vortheilhafter erweist es sich, s_l und s_r selbst als Strecken aufzutragen, wie dies bezüglich s_l zur Darstellung der Resultate von Biegungsbeobachtungen schon vielfach geschehen ist.

Berücksichtigt man, dass die Flächendilatation φ normal zur Spannungsrichtung die Form hat

$$\varphi = s_q S, \tag{16}$$

und bedenkt man, dass $-s_q = s_l - s_r$ den Modul der als flächenhafte Quercontraction zu bezeichnenden Deformation darstellt, so erkennt man, dass die Strecke, welche auf der Richtung von S zwischen den Oberflächen für s_l und s_r liegt, den jener Richtung entsprechenden Modul s_q veranschaulicht.

Lässt man weiter auf den Krystall einen allseitig gleichen Druck P wirken, wodurch

$$X_x = Y_y = Z_z = P, \quad Y_z = Z_x = X_y = 0 \tag{17}$$

wird, und bestimmt die lineare Dilatation λ' in der durch α, β, γ bestimmten Richtung, so findet man

$$\lambda' = -\sigma_l P, \tag{18}$$

wobei σ_l, der Modul der linearen Compression, gegeben ist durch

$$\begin{cases} \sigma_l = (s_{11}+s_{12}+s_{13})\alpha^2 + (s_{21}+s_{22}+s_{23})\beta^2 + (s_{31}+s_{32}+s_{33})\gamma^2 \\ \quad + (s_{41}+s_{42}+s_{43})\beta\gamma + (s_{51}+s_{52}+s_{53})\gamma\alpha + (s_{61}+s_{62}+s_{63})\alpha\beta. \end{cases} \tag{19}$$

Vergleicht man diesen Ausdruck mit (15), so erkennt man die Beziehung

$$s_r = \sigma_l,$$

und somit die Gültigkeit des folgenden, als specieller Fall in dem bekannten Betti'schen Reciprocitätstheorem enthaltenen Satzes:

Der Modul der räumlichen Dilatation bei einseitiger Zugspannung in gegebener Richtung ist gleich dem Modul der linearen Compression nach eben jener Richtung bei allseitig gleichem Druck.

Die Oberfläche für den Modul s_r stellt somit auch die lineare Dilatation bei allseitig gleichem Druck anschaulich dar.

Bestimmen wir weiter die räumliche Dilatation ϑ' bei allseitig gleichem Drucke P, so erhalten wir

$$\vartheta' = -\sigma_r P, \tag{20}$$

wobei

$$\sigma_r = s_{11} + s_{22} + s_{33} + 2(s_{23} + s_{31} + s_{12}). \tag{21}$$

Berechnen wir dagegen den mittleren Werth $\bar{s}_r$ von s_r nach der Formel

$$\bar{s}_r = \frac{1}{4\pi}\int s_r \, d\omega,$$

so erhalten wir

$$\bar{s}_r = \tfrac{1}{3}\left(s_{11} + s_{22} + s_{33} + 2(s_{23} + s_{31} + s_{12})\right). \tag{22}$$

Es ist somit

$$\sigma_r = 3\,\bar{s}_r;$$

das Dreifache des mittleren Radiusvector in der Fläche s_r stellt also den Modul der räumlichen Compression bei allseitig gleichem Druck dar. Berücksichtigt man noch, dass $\sigma_r = \sigma_l + \sigma_q$ ist, unter σ_q den Modul der flächenhaften Querdilatation bei allseitig gleichem Druck verstanden, so erkennt man, dass die Combination der beiden Flächen für s_l und s_r eine sehr vielseitige Veranschaulichung der elastischen Eigenschaften eines Krystalles gestattet.

Freilich ist von den beiden zur Construction benutzten Moduln nur s_l in naher Beziehung zu direct beobachtbaren Grössen, s_r muss aus solchen ziemlich umständlich berechnet werden. Da die Beobachtungen ausser der longitudinalen Dehnung, bez. der ihr äquivalenten Biegung von Prismen nur deren Drillung um ihre Längsaxe betreffen, so kann man versuchen, an Stelle des Moduls s_r einen anderen, gleichfalls nur von einer Richtung abhängigen, zu setzen, der mit den Drillungsbeobachtungen in näherer Beziehung steht. Ein solcher ist der Modul s_d der Drillung eines *Kreiscylinders*, der, wie ich gezeigt habe, aus dem Modul der Drillung eines Prismas — der von mehr als einer Richtung abhängt — leicht gewonnen werden kann.

Sein allgemeiner Ausdruck lautet:

$$\begin{aligned} s_d = {} & \tfrac{1}{2}\alpha^4(s_{55}+s_{66}) + \tfrac{1}{2}\beta^4(s_{66}+s_{44}) + \tfrac{1}{2}\gamma^4(s_{44}+s_{55}) \\ & + \beta^2\gamma^2[2(s_{22}+s_{33}) - 4s_{23} + \tfrac{1}{2}(s_{55}+s_{66}) - s_{44}] \\ & + \gamma^2\alpha^2[2(s_{33}+s_{11}) - 4s_{31} + \tfrac{1}{2}(s_{66}+s_{44}) - s_{55}] \\ & + \alpha^2\beta^2[2(s_{11}+s_{22}) - 4s_{12} + \tfrac{1}{2}(s_{44}+s_{55}) - s_{66}] \\ & + \alpha^2\beta\gamma[2(s_{24}+s_{34}) - 4s_{14} - 3s_{56}] \\ & + \beta^2\gamma\alpha[2(s_{35}+s_{15}) - 4s_{25} - 3s_{64}] \\ & + \gamma^2\alpha\beta[2(s_{16}+s_{26}) - 4s_{36} - 3s_{45}] \\ & + \alpha^3\beta[2(s_{26}-s_{16}) + s_{45}] + \alpha^3\gamma[2(s_{35}-s_{15}) + s_{64}] \\ & + \beta^3\gamma[2(s_{34}-s_{24}) + s_{56}] + \beta^3\alpha[2(s_{16}-s_{26}) + s_{45}] \\ & + \gamma^3\alpha[2(s_{15}-s_{35}) + s_{64}] + \gamma^3\beta[2(s_{24}-s_{34}) + s_{56}]. \end{aligned}$$

Derselbe enthält ebenso, wie der in (13) angegebene für s_l, fünfzehn Parameter, reicht also ebensowenig, wie jener, für sich allein zu der beabsichtigten Darstellung aus und giebt mit s_l zusammen eine Combination von unnöthiger Complicirtheit.

Nun ist aber nach den bezüglichen Werthen

$$(24)\quad \left\{ \begin{aligned} & s_l + \tfrac{1}{2}s_d = s_0 \\ & = (s_{11} + \tfrac{1}{4}(s_{55}+s_{66}))\alpha^2 + (s_{22} + \tfrac{1}{4}(s_{66}+s_{44}))\beta^2 \\ & + (s_{33} + \tfrac{1}{4}(s_{44}+s_{55}))\gamma^2 + (s_{24}+s_{34}+\tfrac{1}{2}s_{56})\beta\gamma \\ & + (s_{35}+s_{15}+\tfrac{1}{2}s_{64})\gamma\alpha + (s_{16}+s_{26}+\tfrac{1}{2}s_{45})\alpha\beta; \end{aligned} \right.$$

es gilt somit der Satz:

Die Summe des Dehnungsmoduls s_l und des halben Drillungsmoduls s_d, die einzeln durch homogene Functionen vierten Grades der Richtungscosinus dargestellt werden, ist eine homogene Function zweiten Grades dieser Argumente; während also s_l und s_r sehr complicirte Symmetrien besitzen können, hat $s_l + \frac{1}{2}s_d = s_0$ jederzeit die Symmetrie eines dreiaxigen Ellipsoides.

Der Ausdruck (24) für s_0 enthält sechs Combinationen der Moduln s_{hk}, welche von den in dem Werth (13) für s_l vorkommenden unabhängig sind. Bildet man also zwei Oberflächen, indem man s_l und s_0 als Strecken vom Coordinatenanfange aus auf der durch α, β, γ gegebenen Richtung aufträgt, so bietet ihre Combination eine zweite erschöpfende Darstellung der elastischen Eigenschaften eines Krystalles.

Freilich scheint eine directe physikalische Deutung des Moduls s_0 auf einfache Weise nicht möglich. Die einzige anschauliche Beziehung des Flächenpaares ist also ausser der Darstellung des Dehnungsmoduls s_l diejenige des Drillungsmoduls s_d, der durch den doppelten längs α, β, γ gemessenen Abstand der Flächen für s_l und s_0 gemessen wird.

Zum Schluss mag eine auf die beiden Darstellungen der elastischen Eigenschaften in gleicher Weise bezügliche Bemerkung gemacht werden. Man kann ganz allgemein die Anzahl der voneinander unabhängigen Elasticitätsmoduln von 21 auf 18 reduciren, wenn man die Lage des Coordinatensystems in geeigneter Weise festsetzt. Da die Moduln s_r und s_0 je symmetrisch sind in Bezug auf drei zu einander normale Ebenen, so wird man die Coordinatenebenen passend mit einem dieser Ebenensysteme zusammenfallen lassen.

Die Bedingungen zwischen den Moduln, die hieraus folgen, lauten im ersten Falle

$$(s_{41} + s_{42} + s_{43}) = 0, \quad (s_{51} + s_{52} + s_{53}) = 0, \quad (s_{61} + s_{62} + s_{63}) = 0,$$

im zweiten

$$(s_{24} + s_{34} + \tfrac{1}{2} s_{56}) = 0, \quad (s_{35} + s_{15} + \tfrac{1}{2} s_{64}) = 0, \quad (s_{16} + s_{26} + \tfrac{1}{2} s_{45}) = 0;$$

sie sind sonach *im allgemeinen* voneinander verschieden, d. h., die Hauptaxen der Flächen für s_r und s_0 fallen nicht zusammen.

Mustert man indessen die den gewöhnlich benutzten Coordinatensystemen entsprechenden Modulsysteme für die verschiedenen Krystallgruppen[1]), so erkennt man, dass, mit Ausnahme der dem triclinen und dem monoclinen System angehörigen, *alle* die vorstehenden zwei Bedingungstripel *gleichzeitig* erfüllen. Für sie alle fallen somit die Hauptaxen der beiden Flächen für s_r und s_0 in die bei ihnen gebräuchlichen Hauptcoordinatenaxen.

Göttingen, August 1897.

1) Vgl. W. Voigt, Compendium der theor. Physik **1.** p. 143. Leipzig 1895.

52. *Ueber Polarisation an dünnen Metallmembranen; von W. Nernst und A. M. Scott.*

Ueber die Wirkungen von *Diaphragmen*, besonders poröser Thonwände, die in die Strombahn von Electrolyten eingeschaltet sind, liegen zahlreiche Arbeiten vor; eine grosse Anzahl wichtiger Beobachtungen verdankt man Quincke, die Ausführung vieler systematisch durchgeführter Messungsreihen G. Wiedemann und eine theoretische Behandlung des Gegenstandes Helmholtz.[1])

In neuerer Zeit ist auf Anregung von Arons[2]) der Einfluss sehr dünner, in die Strombahn eingeschalteter *metallischer* Diaphragmen wiederholt studirt worden. Arons ist der Meinung, dass die auffallende Kleinheit der Polarisation, die solche Diaphragmen veranlassen, auf eine *Depolarisation durch die dünne Membran hindurch* zurückzuführen sei, während Luggin und Ochs, wenigstens im Falle der Benutzung echten Blattgoldes, *eine Stromleitung durch die Poren* desselben annehmen. — Bei der Besprechung vorstehend erwähnter Arbeiten zog der Eine[3]) von uns den Schluss, dass Arons wohl eine Depolarisation durch eine 0,001 mm Platinmembran ziemlich sicher nachgewiesen habe, dass aber Luggin für Gold die Porentheorie höchstwahrscheinlich gemacht habe.

Unserer Ansicht nach musste auf folgendem Wege eine zuverlässige Entscheidung erreicht werden. Schaltet man den mit unpolarisirbaren Electroden und einem Golddiaphragma versehenen electrolytischen Trog als einen Zweig einer Kohlrausch'schen Brückencombination (Wechselströme und Tele-

1) Vgl. die Literatur in G. Wiedemann, Electricität **1.** p. 982.

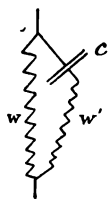
2) Arons, Wied. Ann. **46.** p. 168. 1892; **57.** p. 201; **58.** p. 680. 1896; Luggin, l. c. **56.** p. 347; **57.** p. 700. 1897; K. Ochs, Zeitschr. f. Electrochem. **2.** p. 398. 1895.

3) Jahrbuch f. Electrochem. **3.** p. 35. 1897.

phon), so lässt sich der Widerstand der Poren und die Polarisationscapacität des Diaphragmas *gesondert* bestimmen. Unser electrolytischer Trog ist offenbar ein System beigezeichneter Art; w ist der Widerstand des Troges + Porenwiderstand, C die Polarisationscapacität des Diaphragmas, w' der davor liegende Widerstand (Widerstand des Troges + einem durch den Verlauf der Stromlinien definirten Theil des Widerstandes der Poren). Um *völliges* Schweigen des Telephons zu erzielen, muss im danebenliegenden Brückenzweig eine Anordnung, wie gezeichnet, getroffen werden, und bei Gleichheit der beiden anderen Brückenzweige ist die Nullpunktsbedingung[1])

$$w_1 = w_2, \quad C_1 = C_2, \quad w'_1 = w'_2.$$

Findet Depolarisation durch die Membran und gar keine Porenleitung statt, so muss sich w_2 unendlich, C_2 auffallend gross, w'_2 gleich dem Widerstand ohne Membran ergeben; findet im entgegengesetzten extremen Fall nur Porenleitung statt, so muss w_2 mässig gross, C_2 unmessbar klein werden. Der Versuch ergab, wie zu erwarten, dass die Wahrheit dazwischen liegt, doch wird bei Anwendung sehr dünner Goldmembran das zweite Extrem *sehr nahe* erreicht.



Der electrolytische Trog bestand aus einem Becherglase von 200 ccm Inhalt, in das ein Probirrohr tauchte, dessen Boden eine kleine, mit Goldblatt beklebte Oeffnung (ca. 0,5 qmm) enthielt. Zwei grosse, gut platinirte Platinelectroden befanden sich im Inneren und ausserhalb des Probirrohrs; als Electrolyt diente verdünnte Schwefelsäure (normal). Im nebenliegenden Brückenzweige diente ein Flüssigkeitswiderstand mit verschiebbaren Electroden als w_2, ein Glasplattencondensator als C_2, ein davor befindlicher Rheostat als w'_2; die beiden anderen Brückenzweige wurden durch eine Brückenwalze gebildet.

---

1) Ist das Verhältniss des Widerstandes der beiden anderen Brückenzweige $\frac{w_3}{w_4}$, so gilt natürlich

$$\frac{w_1}{w_2} = \frac{C_2}{C_1} = \frac{w'_1}{w'_2} = \frac{w_3}{w_4}.$$

Die folgenden Messungen wurden ausgeführt: 1. mit einfachem Goldblatt, 2. mit doppeltem Goldblatt, 3. mit einem Goldblech von 0,03 mm Dicke, in das ein Loch von etwa 0,018 qmm Querschnitt gestossen war.

	w_2	C_2
1.	225—131 Ω	0,0045 Mikrof.
2.	520—174 „	0,0112 „
3.	520 „	0,153 „

Der Widerstand des Troges ohne Metallmembran betrug 120 Ω; bei 1. und 2. wurde ein mässig gutes Minimum bereits erhalten, wenn C_2 gleich Null war; aber das Minimum wurde tadellos, sobald die oben angegebenen Capacitäten parallel zu w_2 geschaltet wurden und die Schärfe der Einstellung stieg von ca. 1—2 auf ca. 0,03 Proc. Ob vor C_2 ein mässig grosser Widerstand lag oder nicht, war, wie bei der Kleinheit von C_2 leicht erklärlich, gleichgültig, w_2' entzog sich also der Bestimmung, weil der Strom weitaus überwiegend durch die Poren und nur zum kleinsten Theile durch das Blattgold ging. Der Widerstand w_2 sank während einiger Tage in dem oben angegebenen Betrage, offenbar indem die Porösität des Blattgoldes stieg. — Im Versuche 3 war das Minimum nicht absolut, aber immerhin für eine genaue Messung ausreichend scharf; w_2' liess sich hier auf den (auffallend grossen) Werth von 960 Ω schätzen. Das Verhalten dieses mit einer künstlichen Pore versehenen Diaphragmas war also das des dünnen Blattgoldes.

Es sei übrigens daran erinnert, dass die specifische Leitfähigkeit dünnen Blattgoldes mehrere Male kleiner[1]) als die massiven Goldes ist, was ebenfalls auf eine stark poröse Structur hindeutet. — Bei Platinblech von 0,001 mm Dicke, das beiderseitig platinirt war, liessen sich Poren nicht nachweisen (w_2 war unbestimmbar gross), C_2 hatte einen sehr be-

1) Vgl. dazu Hall, Phil. Mag. (5) **10**. p. 301; v. Ettingshausen u. Nernst, Exner's Repertorium 1887. p. 110; Krüger, Wied. Ann. **32**. p. 588. 1887.

deutenden Werth, sodass hier also eine Depolarisation durch die Membran im Sinne der oben erwähnten Versuche von Arons nicht ausgeschlossen erscheint. Näheres darüber soll späterhin mitgetheilt werden.

Nach den vorstehenden Versuchen scheint es, als ob die Telephonbrücke zur Untersuchung der Art der electrischen Leitung auch in complicirteren Fällen sich eignet.

53. *Ueber die Verwendung des Electrodynamometers im Nebenschluss;* von *Max Wien.*

Um mit demselben Instrument Wechselströme sehr verschiedener Intensität messen zu können, ist es vielfach wünschenswerth das Electrodynamometer — ebenso wie bei constantem Strom das Galvanometer — im *Nebenschluss* zu verwenden. Dabei muss die *Selbstinduction* des Dynamometers berücksichtigt werden. Im Folgenden sind die bezüglichen Formeln abgeleitet.

Die Abzweigung (shunt) habe den Widerstand w_1 und das Selbstpotential p_1; die entsprechenden Grössen des Dynamometerzweiges seien w_2 und p_2 und es fliesse im Hauptzweig der Strom $e^{\text{int.}}$; dann bestehen nach den Kirchhoff'schen Regeln für Wechselstrom zwischen den Intensitäten k_1 und k_2 und den Widerstandsoperatoren $a_1 = w_1 + i\,n\,p_1$ und $a_2 = w_2 + i\,n\,p_2$ der Verzweigung folgende Gleichungen:

$$1 = k_1 + k_2, \qquad a_1\,k_1 = a_2\,k_2.$$

Hieraus $k_2 = a_1/a_1 + a_2$. Fliesst im Hauptzweig der Strom $\sin n\,t$, so ist die Amplitude des Sinusstromes im Dynamometerzweig

$$= \text{Mod. } k_2 = \sqrt{\frac{w_1^2 + n^2 p_1^2}{(w_1 + w_2)^2 + n^2 (p_1 + p_2)^2}}.$$

Macht das Dynamometer den Ausschlag α, und besitzt es den Reductionsfactor r, so ist das Quadrat der Amplitude im Hauptzweig gegeben durch

$$A^2 = 2\,r^2\,\alpha \cdot \frac{(w_1 + w_2)^2 + n^2 (p_1 + p_2)^2}{w_1^2 + n^2 p_1^2}.$$

Wenn statt eines einfachen Sinusstromes im Hauptzweig ein *beliebiger Wechselstrom* vorhanden ist:

$$A_1 \sin(nt + \varepsilon_1) + A_2 \sin(2\,n\,t + \varepsilon_2) + A_3 \sin(3\,n\,t + \varepsilon_3) + \ldots,$$

so würde der Ausschlag des direct eingeschalteten Dynamometers sein

$$= \frac{1}{2r^2}\{A_1^2 + A_2^2 + A_3^2 + \ldots\},$$

jedoch im Nebenschluss

$$= \frac{1}{2r^2}\left\{A_1^2 \frac{w_1^2 + n^2 p_1^2}{(w_1 + w_2)^2 + n^2 (p_1 + p_2)^2} + A_2^2 \frac{w_1^2 + 4n^2 p_1^2}{(w_1 + w_2)^2 + 4n^2 (p_1 + p_2)^2} + \ldots\right\}.$$

Wegen der complicirten Abhängigkeit des Ausschlags von der Schwingungszahl erscheint die Verwendung des Dynamometers im Nebenschluss in dieser allgemeinen Form nicht praktisch. Besser jedoch liegt die Sache in folgenden speciellen Fällen:

1. Es sei $p_1 : p_2 = w_1 : w_2$. Dann ist

$$\alpha = \frac{w_1^2}{2r^2 (w_1 + w_2)^2}\{A_1^2 + A_2^2 + A_3^2 + \ldots\}.$$

Wir erhalten hier also, wie bei directer Einschaltung, die Summe der Amplitudenquadrate, nur multiplicirt mit dem Quadrat des Zweigverhältnisses; die Schwingungsdauer fällt heraus.

Analog erhält man für jeden beliebigen variablen Strom J z. B. für einen Stromstoss, dass, wenn $p_1 : p_2 = w_2 : w_2$ ist, der Ausschlag des Dynamometers

$$= \frac{w_1^2}{r^2 (w_1 + w_2)^2} \int J^2 \, dt,$$

also gleich dem Ausschlag bei directer Einschaltung multiplicirt mit dem Quadrat des Zweigverhältnisses ist.

Dies wird daher die gewöhnliche Einrichtung des Nebenschlusses sein. Um sie zu realisiren, bringt man eine passende Inductionsrolle in den Zweig 1 einer Wheatstone'schen Brückencombination $\left(\begin{smallmatrix} 1 & 2 \\ 3 & 4 \end{smallmatrix}\right)$ und in den Zweig 2 das Dynamometer; die Zweige 3 und 4 sind einfache bifilare Widerstände. In den Brückenzweig bringt man ein Hörtelephon, beschickt das System mit einem Wechselstrom und stellt in der bekannten Weise durch Aenderung von w_1 und von w_3/w_4 die Brücke auf Null ein. Dann ist $w_1 : w_2 = p_1 : p_2 = w_3 : w_4$. Damit ist die gewünschte Beziehung zwischen Widerstand und Selbstpotential in der Abzweigung erreicht, und gleichzeitig erhält man aus $w_3 : w_4$ das Zweigverhältniss.

Durch Wickelung von Inductionsrollen zu diesem Zweck kann man sich ganz bestimmte Zweigverhältnisse, z. B. 1:10 herstellen. Man macht die Abzweigung passend ganz aus Kupferdraht, um von der Temperatur unabhängig zu sein.

Man kann mithin in dieser Weise Wechselströme sehr verschiedener Intensität mit demselben Dynamometer messen: ein Kohlrausch'sches Dynamometer habe z. B. einen Widerstand von 100 Ohm und ein Selbstpotential von 10^8 cm und gebe einen Ausschlag von 1 mm für $3 \cdot 10^{-4}$ Amp., so kann dasselbe Instrument zur Messung von Strömen von 10—50 Amp. dienen unter Vorschaltung einer Abzweigung von $^1/_{100}$ Ohm Widerstand und 10^4 cm Selbstinduction, was sich beides noch mit genügender Genauigkeit abgleichen lässt.[1])

2. *Es sei* $p_1 = 0$, also die Abzweigung ein einfacher bifilarer Widerstand und $n^2 p_2^2$ *gross gegen* w_2^2, was eventuell durch Zuschaltung von Inductionsrollen zum Dynamometer bewirkt werden kann. Dann ist:

$$\alpha = \frac{w_1^2}{2r^2}\left\{\frac{A_1^2}{(w_1+w_2)^2+n^2p_2^2} + \frac{A_2^2}{(w_1+w_2)^2+4n^2p_2^2} + \frac{A_3^2}{(w_1+w_2)^2+9n^2p_2^2} + \cdots\right\}.$$

Da in dem Nenner die Glieder mit p_2 der Voraussetzung nach viel grösser sind als die mit $w_1 + w_2$, so ist die Einwirkung der Oberströme (A_2, A_3 . . .) auf den Ausschlag verhältnissmässig gering. Wenn die Oberströme an und für sich schwach, d. h. der Wechselstrom annähernd sinusförmig ist, so kann man die von den Oberströmen herrührenden Glieder überhaupt vernachlässigen und setzen:

$$A_1 = \frac{r}{w_1}\sqrt{2\alpha\{(w_1+w_2)^2+n^2p_2^2\}}.$$

Ist z. B. $A_2 = A_1/10$, so ist der durch A_2 bedingte Fehler bei der Messung von A_1 nur ca. 1 pro mille. Für die höheren Oberströme ist er noch geringer. *Man misst also auf diese Weise die Amplitude des Grundstromes allein*, was in manchen Fällen bequem ist. Umgekehrt kann man auch $n^2 p_1^2$ gross machen gegen w_1^2 und durch Zuschaltung von Widerstand zum Dynamometer w_2^2 gross gegen $n^2 p_2^2$; dann werden die Ober-

1) Vgl. M. Wien, Wied. Ann. **53**. p. 928. 1894.

ströme wesentlich verstärkt auf den Ausschlag des Dynamometers einwirken.

Durch passende Aenderung von w_1 p_1 w_2 p_2 kann man theoretisch *alle Componenten eines Wechselstromes bestimmen*, indem man für m Aenderungen m lineare Gleichungen für $A_1^2 - A_m^2$ erhält. Praktisch werden die meisten Oberströme so schwach sein, dass die Quadrate ihrer Amplituden neben dem Grundstrom zu vernachlässigen sind. Nur einige wenige, meist A_2 und A_3, pflegen stärker ausgebildet zu sein, und diese lassen sich dann leicht in der angegebenen Weise bestimmen.

Bei allem Vorstehenden ist es Voraussetzung, dass das Dynamometer einen „reinen" Widerstand w_2 und ein „reines" Selbstpotential p_2 besitzt, d. h. dass diese Grössen nicht merklich von der Schwingungszahl abhängig sind.

Es darf also bei der Construction des Instruments kein Eisen oder Stahl in der beweglichen Rolle oder an Stelle derselben (Bellati-G'iltay) vorhanden sein, auch dürfen keine zusammenhängenden Metallmassen in der Nähe der Rollen sich befinden. Die Zuleitung zur beweglichen Rolle durch verdünnte Schwefelsäure und platinirtes Platinblech ist wenigstens bei langsamen Schwingungen wegen der Polarisation von Einfluss; auch wirkt dieselbe bei der Aichung mit constantem Strom störend.[1]) Rollensysteme dürfen nur unter der Voraussetzung parallel geschaltet werden, dass ihre Selbstpotentiale sich verhalten wie ihre Widerstände.

Bei den meisten Dynamometern — die ja auch nicht für diesen Zweck gebaut sind — ist auf alles dieses keine Rücksicht genommen: so zeigte z. B. ein im hiesigen Institut befindliches Kohlrausch'sches Dynamometer folgende wesentlich durch Wirbelströme bewirkte Aenderungen von Selbstpotential und Widerstand bei verschiedenen Schwingungszahlen:

$\frac{n}{2\pi}$	0	64	128	256	512	
p	—	1,070	1,063	1,041	0,962	10^9 cm
w	79,9	82,8	88,9	102,5	130,1	Ohm

1) G. Stern, Wied. Ann. **42**. p. 637. 1891.

Will man ein solches Instrument im Nebenschluss verwenden, so muss für jede vorkommende Schwingungszahl wirksamer Widerstand und Selbstpotential bestimmt werden, was natürlich nicht sehr bequem ist.

Ich habe mir daher ein Kohlrausch'sches Dynamometer machen lassen, bei dem die *grösseren Metallmassen* in geeigneter Weise durch *Holz oder Hartgummi* ersetzt waren. Die Zuleitung zur beweglichen Rolle geschah durch eine dünne Drahtspirale, die Dämpfung wurde durch zwei Glimmerflügel in Paraffinöl bewirkt.[1]) Die *Constanten* des Instruments sind folgende: Widerstand = 117,1 Ohm bei 18,5° C., Selbstpotential $= 1{,}178 \cdot 10^8$ cm. Dieselben waren nicht merklich von der Schwingungszahl abhängig. Hingegen nahm das Selbstpotential — wie zu erwarten — etwas ab, wenn ein Ausschlag der beweglichen Rolle erfolgte. Jedoch war diese Abnahme gering: für 500 mm Ausschlag bei einem Abstand der Scala von 2 m nicht ganz 1 Proc. Das Dynamometer zeigte einen Ausschlag von 1 mm für einen Strom von $2{,}35 \cdot 10^{-4}$ Amp. bei 2 m Scalenabstand.

Würzburg, Physik. Inst. der Univ., October 1897.

1) Das Instrument wurde von dem Mechaniker Hrn. Siedentopf in Würzburg hergestellt und ist für ca. 250 Mk. zu beziehen.

54. *Die Strahlung eines „schwarzen" Körpers zwischen 100 und 1300° C.;* *von O. Lummer und E. Pringsheim.*[1])

(Mittheilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Einleitung.

Bei der Ableitung seines bekannten Gesetzes über die Beziehung zwischen der Emission und Absorption eines Körpers führt Kirchhoff den Begriff des vollkommen „*schwarzen*" Körpers ein, „welcher alle Strahlen, die auf ihn fallen, vollkommen absorbirt, also Strahlen weder reflectirt noch hindurchlässt". Die Gesetze, nach welchen sich die Strahlungsintensität eines solchen Körpers mit der Wellenlänge und der Temperatur ändert, lässt Kirchhoff unerörtert. Wohl aber spricht er es deutlich aus, dass die Kenntniss der Beziehung zwischen jenen Grössen von grosser Bedeutung wäre, und dass die Strahlungsgesetze für den schwarzen Körper „unzweifelhaft von einfacher Form" sind.[2])

Wir betrachten hier nur den Theil des Strahlungsgesetzes, welcher die Beziehung zwischen der *Gesammt*strahlung des schwarzen Körpers und seiner Temperatur angiebt.

Auf Grund des bis 1879 vorliegenden Beobachtungsmaterials hat Stefan[3]) zuerst das Gesetz ausgesprochen, dass die Gesammtstrahlung eines Körpers proportional ist der *vierten* Potenz seiner absoluten Temperatur. Im Jahre 1884 gelang es Boltzmann[4]) das Stefan'sche Gesetz für *vollkommen schwarze* Körper auch theoretisch abzuleiten.

1) Diese Untersuchungen waren im Frühjahre 1896 von mir in Gemeinschaft mit Hrn. W. Wien begonnen worden. Nach Beendigung der Vorversuche schied Hr. Wien aus der Reichsanstalt, um einem Rufe nach Aachen zu folgen. An der Fortführung der Arbeit seit dem Herbst 1896 betheiligte sich Hr. E. Pringsheim. Lummer.

2) G. Kirchhoff, Pogg. Ann. **109.** p. 292. 1860.

3) J. Stefan, Wien. Ber. (2) **79.** p. 391—428. 1879.

4) L. Boltzmann, Wied. Ann. **22.** p. 291—294. 1884.

Allen bisher zur Prüfung des Stefan-Boltzmann'schen Gesetzes angestellten Versuchen haftet mehr oder weniger der Mangel an, dass sie nicht mit vollkommen schwarzen Körpern durchgeführt worden sind.

Es bedeutete daher einen wesentlichen Fortschritt, als man eine Methode kennen lernte, welche den schwarzen strahlenden und absorbirenden Körper in beliebiger Annäherung zu verwirklichen gestattete. Diese Methode beruht auf einer von Kirchhoff aus seinem Gesetze selbst gezogenen Folgerung und besteht darin, *„dass man einen Hohlraum auf möglichst gleichmässige Temperatur bringt und seine Strahlung durch eine Oeffnung nach aussen gelangen lässt.* Von dieser Oeffnung erhält die innere Oberfläche *keine* Strahlung und hierdurch wird eine Abweichung vom Zustande des Wärmegleichgewichts bedingt, deren Grösse sich rechnerisch bestimmen lässt".[1])

Dieser Vorschlag wurde benutzt, um einen schwarzen strahlenden Körper innerhalb der Temperaturen von 100 bis 1300° C. zunächst auf seine Gesammtemission zu prüfen. Die mitgetheilten Resultate enthalten noch nicht die Correctionen, welche infolge der Oeffnung des strahlenden Hohlraumes anzubringen sind. Da aber bei den höheren Temperaturen Eisenoxyd, bei den niederen mittels Platinchlorids geschwärztes Kupfer strahlte, Substanzen, die ein geringes Reflexionsvermögen besitzen, so ist es ausgeschlossen, dass jene Correctionen das Resultat wesentlich beeinflussen.

Das oben ausgesprochene Princip führt durch seine Umkehrung auch auf die Verwirklichung absolut schwarzer *absorbirender* Körper. Bei den vorliegenden Resultaten diente Platinmoor als absorbirende Substanz. Versuche mit einem

1) W. Wien u. O. Lummer, Methode zur Prüfung des Strahlungsgesetzes absolut schwarzer Körper. Wied. Ann. **56**, p. 451—456. 1895. Gleichzeitig wurde Hr. Ch. E. St. John durch seine Untersuchungen: „Ueber die Vergleichung des Lichtemissionsvermögens der Körper bei hohen Temperaturen, und über den Auer'schen Brenner" (Wied. Ann. **56**. p. 433—450. 1895) empirisch zu dem Resultate geführt, dass die in einem erhitzten Hohlraum (Chamotteofen) geglühten *blanken* und mit Oxyden *geschwärzten* Metalle fast die gleiche Helligkeit besitzen und „die von ihnen ausgehenden Strahlenbüschel dieselbe Beschaffenheit zeigen, als kämen sie von einem schwarzen Körper."

„absolut schwarzen" Bolometer, bei dem die am Platinmoor reflectirte Energie mittels eines versilberten Hohlspiegels wiedergewonnen wird, sollen zeigen, inwieweit Platinmoor für die benutzten Strahlungsquellen vom vollkommen schwarzen Körper abweicht.

I. Messmethode.

Unsere Aufgabe erfordert die Messung von zwei verschiedenen Grössen: 1. der ausgesandten Strahlungsmenge und 2. der Temperatur des strahlenden Körpers.

a) Strahlungsmessung.

Da nur das Verhältniss der vom schwarzen Körper bei verschiedenen Temperaturen ausgesandten Strahlungsenergien zu bestimmen ist, so kann die Strahlungsmessung in relativem Maasse geschehen. Als Strahlungsmesser benutzten wir ein Flächenbolometer nach Lummer-Kurlbaum, dessen 0,001 mm dicke Platinstreifen genau nach Vorschrift[1]) mit Platinmoor überzogen waren.

Die beiden Bolometerzweige hatten einen bis auf $^1/_3$ Proc. gleichgrossen Widerstand, sie bildeten mit zwei Manganinwiderständen eine Wheatstone'sche Brückencombination. Als Galvanometer benutzten wir ein Du Bois-Rubens'sches mit dem leichtesten Magnetsystem. Zur Abgleichung der vier Zweige der Brücke diente ein Platindraht mit einem verschiebbaren Quecksilbercontact, dessen Enden behufs feinerer Regulirung mittels eines passend gewählten sehr kleinen Widerstandes kurz geschlossen waren.

Der von einem Accumulator gelieferte Strom konnte durch einen im Hauptstromkreis befindlichen Regulirwiderstand messbar geändert werden. Ausserdem war die Entfernung des Bolometers vom strahlenden Körper (bez. Messdiaphragma) innerhalb weiter Grenzen ebenfalls messbar zu verändern. Drittens konnte die Grösse der das wirksame Strahlenbündel begrenzenden Blende variirt werden.

---

1) O. Lummer u. F. Kurlbaum, Wied. Ann. **46.** p. 204—224. 1892; Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wiss. zu Berlin 1894 (I) p. 229—238; Verh. d. Phys. Ges. zu Berlin. 1895.

Auf dreierlei Weise war somit zu bewirken, dass die bei verschieden hohen Temperaturen des schwarzen Körpers auf das Bolometer gesandten verschieden grossen Strahlungsmengen dennoch am Galvanometer einen gleichgrossen Ausschlag hervorbrachten.

Bisher begnügte man sich damit, die etwaigen Schwankungen der Empfindlichkeit einer bolometrischen Messeinrichtung dadurch zu prüfen, dass man den Widerstand eines Bolometerzweiges um eine gemessene Grösse änderte.

Diese Controlle erschien uns im vorliegenden Falle als nicht genügend.

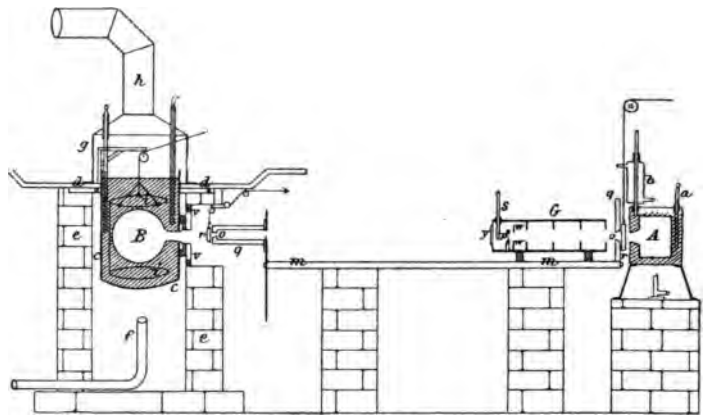


Fig. 1.

Wegen der nothwendigen Heizeinrichtungen mussten wir in einem Kellerraum des Observatoriums arbeiten, der mit einem direct zum Dache führenden Schornstein versehen ist. Die ohnehin schon beträchtliche Luftfeuchtigkeit unseres Beobachtungsraumes wurde durch die starken Heizflammen noch vermehrt; dabei stieg die Temperatur der Zimmerluft im Laufe der Beobachtung oft um 10^0 und mehr.

Es zeigte sich nun schon bei den Vorversuchen, dass ein bisher noch nicht vollkommen aufgeklärter Einfluss der Luftfeuchtigkeit auf die Eigenschaften des Bolometerbelags existiren müsse, infolge dessen die Empfindlichkeit des Bolometers Aenderungen unterliegt.

Wir führten deshalb eine *constante Strahlungsquelle* ein, durch welche alle veränderlichen Factoren der bolometrischen Messeinrichtung zugleich auf ihre Constanz geprüft werden konnten. Als eine solche Strahlungsquelle diente ein doppelwandiges Gefäss *A* (Fig. 1) aus Kupferblech. Der zwischen den Wänden befindliche Raum ist mit siedendem Wasser gefüllt, während der innere Hohlraum durch die Oeffnung seine Strahlung nach aussen sendet.

Die Temperatur des siedenden Wassers kann durch das Siedethermometer *a* bestimmt werden; der Rückflusskühler *b* verhindert das Austreten des Wasserdampfes in die Luft.

Man kann den nach Art eines schwarzen Körpers construirten Siedetopf als einen vervollkommneten Lesliewürfel bezeichnen. Ist das Verhältniss der Oeffnung zur Grösse der inneren Oberfläche klein genug, so ist die Strahlung dieses Siedetopfes als unabhängig von der Oberflächenbeschaffenheit anzusehen. Ein solcher vervollkommneter Lesliewürfel ist also leicht zu definiren und zu reproduciren und darum für eine „Strahlungseinheit" zu gebrauchen.[1])

Bei unseren Beobachtungen wurde jede Strahlungsmessung am schwarzen Körper zwischen zwei Strahlungsmessungen am Siedetopf eingeschlossen.

b) Herstellung des schwarzen Körpers und Messung seiner Temperatur.

Die Temperaturmessung hängt innig mit der Frage zusammen, wie man einen strahlenden Hohlraum von relativ grossen Dimensionen auf eine hohe, genügend constante und überall gleichmässige Temperatur bringt. Daher wollen wir die Vorrichtungen zur Verwirklichung des hochtemperirten, schwarzen Körpers zugleich mit der Messung seiner jeweiligen Temperatur besprechen.

Um die Versuche innerhalb eines grossen Temperaturintervalls mit möglichst gleicher procentischer Genauigkeit

1) Die Strahlung eines ähnlichen Siedegefässes ist von Hrn. F. Kurlbaum in absolutem Maasse gemessen worden. Die Resultate werden demnächst publicirt.

ausführen zu können, bedienten wir uns drei verschiedener Heizeinrichtungen.

1. Bei 100° C.

Die Strahlung eines schwarzen Körpers bei 100° C. wurde an dem oben beschriebenen Siedegefäss *A* (Fig. 1) gemessen.

2. Zwischen 200 und 600° C.

Die Strahlung für das Temperaturintervall von 200 bis 600° C. wurde an der von einem Salpeterbade umgebenen kupfernen Hohlkugel *B* (Fig. 1) beobachtet. Mit ihrem Hals war die Hohlkugel fest und wasserdicht in den Mantel des cylindrischen eisernen Kessels *c c* eingenietet. Der Kessel war mit einer Mischung von Natron- und Kalisalpeter gefüllt, deren Schmelzpunkt bei 219° C. lag. Mit seinem Kranz *d d* lagerte der Kessel auf dem Mauerwerk *e e*, durch welches unten der Brenner *f* bequem eingeführt werden konnte.

Dieser wurde durch ein Gemisch von Gas und Luft gespeist, welches von einem electrisch getriebenen Gebläse geliefert wurde. War die gewünschte Temperatur erreicht, so wurde durch Regulirung des Gaszuflusses bald ein stationärer Zustand erzielt. Bei den niedrigeren Temperaturen genügte eine leuchtende Flamme zur Constanthaltung.

Die Verbrennungsgase umspülten gleichmässig den Eisenkessel und traten durch eine Reihe peripherisch angeordneter Löcher des Kranzes *d d* in den von der Blechhaube *g* umschlossenen Raum, um von da durch das Rohr *h* nach dem Schornstein geleitet zu werden. Im Deckel der Haube waren kurze Rohrstücke eingenietet, durch welche Thermometer und Thermoelemente in das Salpeterbad eingeführt wurden.

Die Thermoelemente befanden sich in unten geschlossenen Porzellanröhren; die Thermometer steckten je in einem Glasrohr, welches wiederum von einer Metallhülle umschlossen war. Diese Hülle besass zwei der Rohraxe parallele Ausschnitte, um die Theilung beleuchten und ablesen zu können.

Ein Glimmerfenster im unteren Theile der Blechhaube gestattete die Beleuchtung, ein gegenüberliegendes die Ablesung der Thermometerscalen.

Die bis etwa 500° benutzbaren Thermometer, bei denen das Quecksilber unter hohem Druck steht, sind aus schwer schmelzbarem Glase von Niehls in Berlin angefertigt.

Zur Messung der Temperatur über 500° dienten drei Le Chatelier'sche Thermoelemente, welche von Holborn und Wien an das Gasthermometer angeschlossen waren.[1])

Die Messung der Schmelztemperatur wurde an zwei Fuess'schen Thermometern ausgeführt, welche bis 225° reichten und in $^1/_{10}$ Grade getheilt waren. Bei dieser Bestimmung liess man das über den Schmelzpunkt erhitzte Bad ohne Heizflamme sich abkühlen und sorgte nach Fortnahme der Blechhaube für ein stetes Umrühren des Bades. So gelang es, den schwarzen Körper lange Zeit auf der Schmelztemperatur zu erhalten, welche das Thermometer auch noch anzeigte, als die Oberfläche des Bades schon erstarrt war.

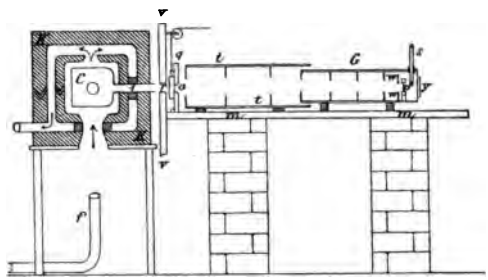


Fig. 2.

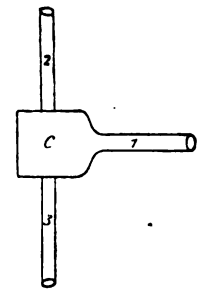


Fig. 3.

Aber auch die höheren Temperaturen des Bades konnte man eine halbe Stunde und länger bis auf 1 oder 2 Grade constant halten, wenn man unter steter Beobachtung der Temperatur für geeignete Regulirung der Gaszufuhr sorgte.

Relativ leicht gelang diese Manipulation bei der höchsten erreichten Temperatur des Bades von etwas über 600° C.

Bei den Temperaturen zwischen 300 und 600° bediente man sich der Rührvorrichtung *i i* (Fig. 1), um eine möglichst gleichmässige Temperaturvertheilung im Bade zu erzielen. Uebrigens betrug der Unterschied der vor und nach dem Rühren an dem bis zur strahlenden Kugel hinabreichenden Thermometer abgelesenen Temperatur nur wenige Grade; eine

1) L. Holborn u. W. Wien, Wied. Ann. **47.** p. 107—134. 1892; **56.** p. 360—396. 1895.

Aenderung der Strahlung infolge des Rührens konnte nicht beobachtet werden.

3. Temperaturen über 600° C.

Für die Strahlungsmessungen bei den Temperaturen über 600° C. diente das eiserne Hohlgefäss *C* (Fig. 2 u. 3), welches in dem Chamotteofen *KK* erhitzt werden konnte. Der Ofen wurde durch dieselbe Gebläseflamme geheizt, welche beim Salpeterbade benutzt worden war. Das Gefäss *C* hatte drei röhrenförmige Ansätze 1, 2 und 3, von denen 1 als Strahlungsöffnung diente, während die beiden Oeffnungen 2 und 3 die Einführung eines Thermoelementes in das Innere des Hohlraumes gestatteten.

Alle drei Rohre waren in den Ofen gut eingepasst und ragten mit ihrem freien Ende aus dem Ofen ein wenig heraus.

Die Heizgase waren gezwungen, nach Umspülen des Hohlkörpers *C* zwischen den beiden Chamottehüllen des Ofens abwärts zu steigen, um von drei verschiedenen Stellen aus zum Schornstein geleitet zu werden. Dabei brachten sie die Ansatzrohre 2 und 3 auch an den zwischen den Chamottehüllen befindlichen Stellen auf ungefähr dieselbe Temperatur, welche der Hohlkörper *C* erreichte, wodurch die Wärmeableitung nach aussen verringert wurde.

Zum Schutze gegen etwa das glühende Eisen durchdringende Heizgase wurde das Thermoelement auf der ganzen Länge 2, 3 in ein enges Porzellanrohr eingeschlossen. Dabei konnte es sowohl in dem Rohre, als auch mit demselben verschoben werden. Bei einer solchen Verschiebung in Richtung 2, 3 konnte innerhalb des Hohlraumes keine Temperaturdifferenz nachgewiesen werden.

Von der Temperaturvertheilung in senkrechter Richtung gewann man ein Bild, wenn man die Helligkeit des Porzellanrohres mit derjenigen des Hohlraumes verglich.

Die vom Porzellan ausgehende Strahlung setzt sich aus zwei Theilen zusammen, der eigenen Strahlung und der vom Hohlraum ausgegangenen, am Porzellan reflectirten Strahlung. Wäre die Temperatur längs der inneren Oberfläche des Hohlraumes überall dieselbe und gleich derjenigen des Porzellanrohres, so würde dieses an Strahlungsenergie soviel gewinnen,

als es weniger emittirt wie der schwarze Körper und daher mit derselben Helligkeit leuchten wie der Hohlraum.

In Wirklichkeit war die Temperatur im strahlenden Eisengefäss nie eine ganz gleichmässige. Je nach der Stellung der Heizflamme war die Temperaturvertheilung eine verschiedene, von unten nach oben ab- oder zunehmende. Man erkannte dies daran, dass die obere Hälfte des Porzellanrohres eine andere Helligkeit zeigte als die untere und dass beide Felder sich wiederum in ihrer Helligkeit von derjenigen der Hinterwand des Hohlraumes unterschieden.

Nur bei den sehr hohen Temperaturen konnte es durch eine geeignete Stellung der Flamme dahin gebracht werden, dass die Helligkeitsdifferenz wenigstens beim ersten Anblick der Felder, solange das Auge noch nicht auf das Porzellanrohr accommodirt hatte, unmerklich war. Die auch hier bei genauer Beobachtung sichtbare Helligkeitsdifferenz wurde auf etwa 10 Proc. geschätzt.

Um bei den niedrigeren Temperaturen eine möglichst gleichmässige Vertheilung zu erzielen, wurde vorher der Ofen stets auf eine höhere Temperatur gebracht, damit die Chamottehüllen genügende Wärmemengen in sich aufgespeichert hatten, um bei geringer Heizflamme einen nahe stationären Zustand zu ermöglichen.

II. Versuchsanordnung.

Damit die Bestrahlung des Bolometers in einwandsfreier Weise stattfindet, sind zwei Bedingungen zu erfüllen: Bei Nichtbestrahlung muss das Bolometer trotz der Nähe starker Heizquellen im Gleichgewicht verharren. Bei Bestrahlung soll es nur die aus dem Inneren des Hohlraumes kommende Energie erhalten und zwar auf directem Wege ohne störende Reflexe.

Man erreichte dies auf folgende Weise.

Die auf gemauerten Pfeilern ruhende Bank mm (Fig. 1 und 2) trägt das Bolometer G, welches längs eines Maassstabes verschoben werden konnte. In der Höhe des zu bestrahlenden Bolometerzweiges p befand sich die Oeffnung des schwarzen Körpers A bez. B (Fig. 1) oder C (Fig. 2).

Zwischen dem Bolometer und der strahlenden Oeffnung war fest mit der Bank verbunden das Diaphragma q aufge-

stellt, dessen Oeffnung o mittels der Klappe r verschlossen werden konnte. Sowohl q wie r wurden von Wasser durchflossen, dessen Temperatur genau regulirt wurde. Bei den schwarzen Körpern B und C war ausserdem die mit Leitungswasser gespülte Blende $v\,v$ angebracht, um die Hitze des Ofens vom Bolometer abzuhalten.

Die für das wirksame Strahlenbüschel maassgebende Oeffnung o konnte durch aufzuschraubende Blenden beliebig verkleinert werden.

Auf die Montirung des Bolometers und die Einrichtung seines Gehäuses ist besondere Sorgfalt zu verwenden.

Zum Bolometerzweig p gelangt die Strahlung durch eine Anzahl von Blenden, von denen die kleinste $w\,w$ (Fig. 1 u. 4)

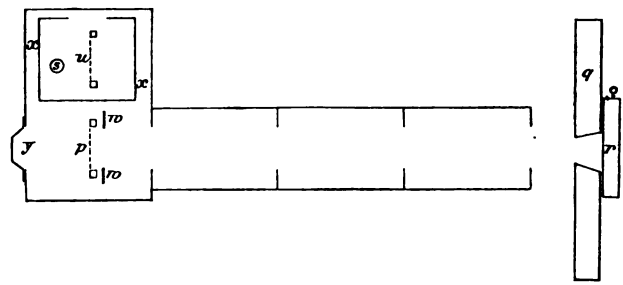


Fig. 4.

bewirkt, dass nur die empfindlichen Platinstreifen von den directen Strahlen getroffen werden.

Um die Spiegelung der Strahlen im Inneren des Gehäuses soviel als möglich unschädlich zu machen, waren Wände und Blenden theils mit dickem Filz, theils mit schwarzem Sammet überzogen. Auch die dem Bolometer zugekehrte Fläche des Diaphragmas q war mit Filz belegt.

Der zweite von der directen Strahlung nicht getroffene Zweig u war gegen die indirecte Strahlung durch das Pappgehäuse $x\,x$ geschützt.

Um von den äusseren Temperaturschwankungen möglichst unabhängig zu sein, war das Bolometergehäuse aussen mit dickem Filz überzogen. In das Innere ragte das Thermometer s.

Beim Gebrauch des Siedetopfes als Vergleichsnormale wurde der Bolometerkasten bis nahe an dessen Diaphragma q

geschoben (Fig. 1), seine Stellung war durch Anschläge fixirt. Bei grösserer Distanz des Bolometers von der Oeffnung *o* wurde der Ansatz des Gehäuses noch durch Pappröhren *t t* (Fig. 2) von geeigneter Länge vergrössert, die ebenfalls mit Blenden versehen und im Inneren mit Sammet überzogen waren. Die Entfernung zwischen dem Bolometer und dem Messdiaphragma betrug beim Siedegefäss 400, beim Salpeterkessel 633 und beim Chamotteofen 1034 mm.

Die bei *y* befindliche Thür diente zur bequemen Justirung des Bolometers. Diese war erreicht, wenn man beim Visiren durch die Oeffnungen der Blenden *w w* und *q* nur die *innere* Wand des strahlenden Hohlraumes, nicht aber dessen Hals oder Theile des Ofens erblickte. Nur in diesem Falle entspricht der gemessene Ausschlag der Differenz der Strahlung zwischen dem schwarzen Körper und der Klappe. Ist die Temperaturdifferenz beider gleich Null, so erhält man beim Aufziehen der Klappe gar keinen Ausschlag am Galvanometer, falls Klappe und alle vom Bolometerzweig *p* aus gesehenen Wände dieselbe Temperatur besitzen.

Die durch indirecte Strahlung verursachten Fehler sind beseitigt, wenn die bei verschiedener Entfernung des Bolometers vom strahlenden Körper gemessenen Energien sich umgekehrt proportional dem Quadrate dieser Entfernungen verhalten.

Zur genauen Temperaturbestimmung der Klappen wurde das Spülwasser zwischen der Klappe des Siedegefässes und der des schwarzen Körpers (*B* bez. *C*) durch ein weites Glasrohr geleitet, in dem sich ein Thermometer befand.

Die electrischen Messeinrichtungen waren in einem besonderen, durch einen Corridor vom Heizraum getrennten Zimmer aufgestellt. Von hier aus konnten durch Schnurläufe die Klappen an den verschiedenen strahlenden Körpern bewegt werden.

Die Strahlungsmessung wurde in folgender Weise ausgeführt. Man beobachtete die Ruhelage *R* des Galvanometers bei Nichtbestrahlung des Bolometers, öffnete die Klappe, beobachtete den Umkehrpunkt E_1 des eintretenden Ausschlages, schloss die Klappe im Moment des Umkehrens und notirte den nach der Rückkehr der Galvanometernadel eintretenden zweiten Umkehrpunkt E_2.

Wenn die Ruhelage constant ist, so genügt es, die Differenz $E_1 - R$ als Maass für die Grösse der Strahlung zu benutzen. Wenn hingegen das Bolometer einen Gang zeigt, stimmen die Differenzen $E_1 - \frac{1}{2}(R + E_2)$ miteinander besser überein als die Werthe $E_1 - R$.

Da in unserem Falle der Gang, wenigstens bei Anwendung stärkerer Ströme nicht ganz zu vermeiden war, wählten wir die Differenz $E_1 - \frac{1}{2}(R + E_2)$ als Ausschlag.

III. Beobachtungsergebnisse.

Wir wollen bei der Angabe der Beobachtungsresultate gleichzeitig die Art und Weise mittheilen, in welcher wir sie aus den experimentellen Daten hergeleitet haben.

Zunächst wurden die am Vergleichsgefäss erhaltenen Ausschläge alle auf die Klappentemperatur 17° C. = 290° absolut und die Siedetemperatur 100° C. = 373° absolut reducirt.

Diese Reduction geschah unter der Annahme, dass das Stefan'sche Strahlungsgesetz anwendbar ist. War z. B. die absolute Temperatur des Siedegefässes 373,1°, diejenige der Klappe 287,1° und betrug für einen Widerstand von 100 Ohm der Ausschlag am Galvanometer 336,9 Scalentheile, so wird der reducirte Ausschlag x gefunden durch die Gleichung:

$$\frac{373{,}1^4 - 287{,}1^4}{373{,}0^4 - 290{,}0^4} = \frac{336{,}9}{x}$$

woraus sich ergiebt:

$$x = 328{,}9.$$

Wir wollen diese reducirten Ausschläge die zu jeder Strahlungsmessung gehörige Bolometerempfindlichkeit nennen und mit E bezeichnen (vgl. Tab. I p. 407.)

Bei den endgültigen Strahlungsmessungen wurde stets dasselbe Diaphragma benutzt, dessen Durchmesser 16 mm betrug. Infolge dessen war der Ausschlag bei Anwendung des grössten zulässigen Stromes beim Siedegefäss nur etwa 100 mm und derjenige bei der Schmelztemperatur des Salpeters nicht grösser als etwa 200 mm.

Tabelle I.

Datum	E	Datum	E
9. März 1897	328,9	1. April 1897	302,3
9. „ 1897	325,6	1. „ 1897	300,1
9. „ 1897	326,3	1. „ 1897	296,8
11. „ 1897	316,1	15. Mai 1897	298,4
11. „ 1897	319,9	15. „ 1897	298,3
26. „ 1897	310,0	17. „ 1897	295,8
26. „ 1897	309,7	17. „ 1897	293,0
31. „ 1897	310,2	18. „ 1897	265,5 [1]
31. „ 1897	307,5	20. „ 1897	262,3
		20. „ 1897	253,0

Bei allen höheren Temperaturen wählte man einen Ausschlag von nahe 300 mm, d. h. von gleicher Grösse wie beim Vergleichsgefäss.

Die beobachteten Ausschläge wurden alle auf die Entfernung 633 mm (diejenige beim Salpeterkessel), auf den Widerstand von 100 Ohm (denjenigen beim Vergleichsgefäss), auf die Klappentemperatur 17° C. und auf die Bolometerempfindlichkeit $E = 1000$ reducirt. Die so erhaltenen Zahlen stehen in der Columne VI der Tabelle II (reducirter Ausschlag).

Zur Ausführung dieser Reduction muss man wissen, inwieweit das Galvanometer der Bedingung der Stromproportionalität genügt, und wie sich die Grösse des Ausschlages mit der Stärke des Bolometerstromes ändert.

Sind diese beiden Beziehungen festgestellt, so kann man prüfen, inwieweit das Entfernungsgesetz erfüllt ist, indem man bei Aenderung der Entfernung entweder die Grösse der Ausschläge bei constantem Bolometerstrom beobachtet oder durch Regulirung des Stromes stets den gleichgrossen Ausschlag hervorruft.

---

1) Der hier eintretende Sprung in der Empfindlichkeit ist durch eine veränderte Astasirung hervorgerufen.

Tabelle II.

Nr.	I. Datum	II.	III.	IV. Temperatur	V. $C \cdot 10^{10}$	VI. Reducirter Ausschlag	VII. $C.(T^4 - 290^4)$	VIII. VII − VI
1	26. März 1897	Siedetopf	Siedethermometer	373,1	127	156	143	−8%
2	9. u. 11. „ 1897	Salpeterkessel	Fuessthermometer	492,5	124	638	600	−6
3	31. „ 1897	„	Hochgradiges Thermometer [1]	733	118	3320	3270	−1,6
4	1. April 1897	„		755	120	3810	3700	−3,1
5	18. Mai 1897	Chamotteofen	Le Chatelier'sches Thermoelement	799	111	4440	4660	+5,1
6	1. April 1897	Salpeterkessel		820	116	5150	5170	+0,2
7	1. „ 1897	„		877	118	6910	6810	−1,7
8	17. Mai 1897	Chamotteofen		1106	110	16400	17200	+5,6
9	17. „ 1897	„		1125	111	17700	18500	+5,0
10	20. „ 1897	„		1403	116	44700	45000	+0,7
11	15. „ 1897	„		1492	116	57400	57600	+0,4
12	17. „ 1897	„		1522	113	60600	62400	+3,0
13	17. „ 1897	„		1561	114	67800	69100	+1,9
					Mittel 116			

1) Das gleichzeitig abgelesene Thermoelement zeigte eine nur um 2 Grad höhere Temperatur.

Es zeigte sich, dass die gemessene Strahlung bei allen Versuchen innerhalb weiter Grenzen bis auf wenige Procente dem Entfernungsgesetz genügte.

Mit Hülfe der reducirten Ausschläge (A) und der zugehörigen Temperatur T erhält man gemäss der Stefan'schen Formel

$$A = C.(T^4 - 290^4)$$

soviele Gleichungen zur Bestimmung der Constante C, als Werthepaare A und T vorhanden sind. Die Zahlen C multiplicirt mit 10^{10} sind in der Columne V verzeichnet. Sie müssen miteinander übereinstimmen, falls das Stefan'sche Gesetz von der absoluten Temperatur 290° C. aufwärts richtig ist.

Eine directere Vergleichung gewinnen wir, wenn wir das Mittel aller Werthe C benutzen, um aus obiger Gleichung die Ausschläge A für die beobachteten Temperaturen T zu berechnen. Die so gefundenen Werthe stehen in Columne VII. Die Differenz zwischen den berechneten und den beobachteten Ausschlägen ist in der letzten Columne angegeben.

Die Differenzen sind bei der Schwierigkeit der Versuche als sehr gering anzusehen.

Die relativ grossen Abweichungen der Versuche 5, 8 und 9, welche am Chamotteofen bei niedrigen Temperaturen angestellt sind, lassen sich zwanglos dadurch erklären, dass bei diesen Temperaturen das Wärmegleichgewicht innerhalb des strahlenden Gefässes C kein vollkommenes ist. Ein hierdurch in der Temperaturmessung veranlasster Fehler von nur 10° würde genügen, um die Differenz zwischen Beobachtung und Berechnung hervorzubringen.

Schliessen wir diese 3 Beobachtungen, welche theilweise durch solche bei gleicher Temperatur am Salpeterkessel ergänzt werden, aus, so zeigen die Differenzen einen kleinen Gang. Inwieweit diesem eine thatsächliche Abweichung der Strahlung des schwarzen Körpers vom Stefan'schen Gesetze entspricht, wollen wir bei dem provisorischen Charakter der Resultate dahingestellt sein lassen.

Uebrigens würden die Differenzen, auch wenn sie reell wären, die Form des Strahlungsgesetzes nur sehr wenig ändern,

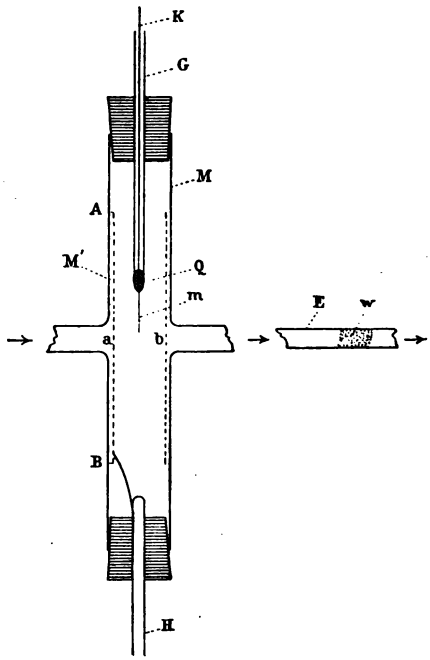
da der Gang nahezu verschwindet, wenn man die 4. Potenz durch die 3,96 te ersetzt.

Es ist somit die Richtigkeit des Stefan-Boltzmann'schen Strahlungsgesetzes für einen schwarzen Körper innerhalb der absoluten Temperaturen 290 und 1560° als erwiesen zu betrachten.

Charlottenburg, 21. October 1897.

55. *Ueber die Electrisirung der Luft durch Spitzenentladung; von E. Warburg.*

§ 1. Luft, welche von atmosphärischem Staube befreit ist, an einer Spitze, aus welcher Electricität ausströmt, vorbeigeblasen, erweist sich in vielen Fällen electrisirt mit der Electricitätsart der Spitze. Der Luftstrom, welchen ich zu derartigen Versuchen anwandte, kam von einem Wasserstrahlpumpengebläse, wurde durch eine Baumwollenvorlage von atmosphärischem Staub befreit, passirte der Reihe nach eine manometrische Vorrichtung zur Messung des Druckes, einige Vorlagen, von denen später die Rede sein wird, eine Baumwollenschicht, welche etwa mitgerissene Flüssigkeit zurückhielt und gelangte durch den Ladungsapparat M und den Empfänger E ins Freie (vgl. Fig.). Der Ladungsapparat M bestand bei den meisten Versuchen aus einem Glascylinder, an dessen Innenfläche bei AB ein durch den Draht H zur Erde abgeleitetes Messingdrahtnetz M' von 0,1 mm Maschenweite anlag. G ist ein Glasrohr, in welches unten der 2 cm lange, $^1/_4$ mm dicke Platindraht m eingeschmolzen ist. Durch den dicken Kupferdraht K, welcher in Quecksilber Q eintaucht, kann m mit der einen Electrode einer durch einen Electro-



motor betriebenen Voss'schen Electrisirmaschine verbunden werden, deren andere Electrode zur Erde abgeleitet ist. Das Potential von m wird an einem Braun'schen Electrometer gemessen. Der von m zu M' gehende electrische Strom wird an einem Deprez-d'Arsonval'schen in die Erdleitung eingeschalteten mit einem Nebenschluss von 47 Ω versehenen Galvanometer gemessen, dessen Widerstand 11000 Ω beträgt, und an welchem ohne Nebenschluss ein Scalentheil $1{,}3.10^{-9}$ Amp. entspricht. Zwischen H und dem Galvanometer ist eine Wassersäule eingeschaltet.

Der Empfänger E ist ein 0,27 cm weites Messingrohr, mit einem durch Messingdrahtnetz gehaltenen Baumwollenpfropf w versehen, durch Kautschuk und Ebonit von M isolirt und mit dem einen Quadrantenpaar eines Thomson'schen Quadrantelectrometers verbunden, dessen anderes Quadrantenpaar zur Erde abgeleitet ist. Die Capacität des leitenden Systems, von welchem E einen Theil bildet, beträgt $2{,}4.10^{-5}$ Mf. Bei der normalen Nadelladung, welche bei den Versuchen ungefähr inne gehalten wurde, entsprach 1 Volt 24,2 Scalentheilen. Das Electrometer, die Zuleitungen zu demselben und der Empfänger E sind durch zur Erde abgeleitete Metallhüllen gegen äussere electrostatische Einwirkungen geschützt, so dass, wenn die Maschine in Thätigkeit ist und der electrische Strom von m nach M' fliesst, das Electrometer völlig ruhig steht. Bläst man nunmehr Luft durch den Apparat hindurch, so lädt sich das Electrometer mit Electricität, welche mit der von m gleichnamig ist. Der Luftstrom nimmt also in M Electricität auf, führt sie mit sich zum Empfänger E und giebt sie an diesen ab; in der That zeigt es sich, dass eine Baumwollenschicht die geladenen Theilchen zurückhält.

Lässt man den Luftstrom längere Zeit durch den Apparat hindurchgehen, so findet man, indem der ursprünglich im Apparat vorhandene atmosphärische Staub mehr und mehr fortgeschafft wird, dass die vom Luftstrom mitgeführte Electricität abnimmt, um sich einem unter Umständen von Null verschiedenen Grenzwerth zu nähern. Dieser rührt, wie aus dem Folgenden hervorgeht, nicht von atmosphärischem Staube her und es entsteht die Frage nach dem Träger dieser Electricität.

§ 2. Bei der Erörterung dieser Frage sind zunächst die Versuche von Nahrwold[1]) in Betracht zu ziehen. Derselbe liess in die Luft eines geschlossenen Behälters, dessen Wand zur Erde abgeleitet und innen mit Glycerin bestrichen war, Electricität aus einer Spitze ausströmen und untersuchte alsdann die Electrisirung der im Behälter eingeschlossenen Luft durch einen Tropfapparat, dessen Strahl sich im Innern des Behälters in Tropfen auflöste. Die anfänglich hierbei auftretende Electrisirung der Luft konnte auf den in ihr anfänglich befindlichen atmosphärischen Staub zurückgeführt werden, indem, wenn dieser durch fortgesetztes Electrisiren an die Wände geschafft und dort hängen geblieben war, die Electrisirung der Luft aufhörte. Liess man alsdann die Electricität aus einem glühenden Platindraht ausströmen, so gewann die Luft ihre Electrisirbarkeit wieder, doch konnte dies auf das Zerstäuben des glühenden Platindrahtes zurückgeführt werden, wodurch anstatt des atmosphärischen Staubes anderer Staub in den Behälter kam. Nahrwold schliesst aus diesen Versuchen, dass die Luft selbst in seiner Ausdrucksweise nicht statisch electrisirt werden kann. Es sind nämlich hier zwei Fragen zu unterscheiden. Erstens die Frage, ob während der Dauer des die Luft durchfliessenden electrischen Stromes gasförmige Theilchen electrische Ladungen besitzen und zweitens die Frage, ob nach Aufhören des electrischen Stromes von jenen Ladungen noch etwas beobachtet werden kann. Die erste Frage ist zu bejahen, sofern die electrische Convection (der electrische Wind) auch in reiner Luft auftritt. Bei der zweiten Frage ist die Zeit, welche während der Beobachtung seit dem Aufhören des electrischen Stromes verstrichen ist, in Betracht zu ziehen. Nun war diese Zeit bei den in § 1 beschriebenen Versuchen, hergeleitet aus der in der Secunde austretenden Luftmenge und der Röhrenweite, ungefähr 0,6 Scalentheile, jedenfalls kleiner als bei den Versuchen von Nahrwold, und es ist also die Frage, ob bei jenen Versuchen gasförmige Theilchen Träger der Electricität seien, von vornherein eine offene. Zur Entscheidung dieser Frage wurden die folgenden Versuche angestellt. Bei ihnen war die Spitze *m* gewöhnlich

1) R. Nahrwold, Wied. Ann. **5.** p. 460. 1878; **31.** p. 448. 1887.

positiv electrisirt, bei negativer Electrisirung von m wurden qualitativ dieselben Ergebnisse erhalten.

§ 3. Vor den Ladungsapparat M (§ 1) sind drei Waschflaschen 1, 2, 3 gesetzt, 1 enthält mit Wasser befeuchtete Glasperlen, 2 mit H_2SO_4 befeuchtete Perlen, 3 H_2SO_4. Je nachdem in der Richtung des Luftstromes 1 vor oder hinter 2 und 3 gesetzt wird, ist der Luftstrom getrocknet oder befeuchtet, während die Geschwindigkeit des Luftstromes in beiden Fällen die gleiche ist, wenn der am Manometer beobachtete Druck constant gehalten wird.

I. Verhalten im getrockneten Luftstrom.

§ 4. Nachdem der ursprünglich im Apparat vorhandene Staub ausgetrieben war, wurde vom getrockneten Luftstrom *gar keine* Wirkung am Electrometer erhalten. Dabei konnte man ohne Aenderung des Erfolges die Schwefelsäurevorlage durch eine Chlorcalciumvorlage ersetzen; auch anstatt der Einlage M' aus dem Messingdrahtnetz entsprechende Einlagen aus Messing-Zink-Eisen-Platinblech benutzen, welche an den Röhrenmündungen bei a und b entsprechende Löcher besassen; endlich anstatt des Luftstromes einen aus einem Elkan'schen Recipienten kommenden Wasserstoffstrom verwenden, dessen Geschwindigkeit grösser als die des Luftstromes war.

§ 5. Unter gewissen Umständen wird der getrocknete Luftstrom durch die Spitzenentladung electrisirt. Zuweilen liegt dies an der Beschaffenheit der Spitze, indem die Electrisirung jedesmal verschwindet, wenn die wirksame Spitze gegen eine unwirksame ausgewechselt wird. Doch gelangte in einem solchen Fall Electricität zum Empfänger nur, wenn die Oeffnungen a und b frei waren, nicht mehr wenn sie durch eine einfache Lage aus dem Messingdrahtnetz von 0,1 mm Maschenweite gedeckt wurden. Die Electricität scheint also in diesen Fällen von ziemlich groben Theilchen getragen zu werden, welche sich von der Spitze ablösen.

Zuweilen liegt die Ursache der Electrisirung am Cylinder M. Einen solchen Fall beobachtete ich, als ich an Stelle des Glas-

apparates *M* einen innen vergoldeten Messingcylinder anwandte, und zwar ergab sich hier unter Anwendung von Spitzen, welche in den Apparaten §§ 4—5 sich unwirksam zeigten, folgendes Verhalten.

Vom getrockneten Luftstrom wurden bei positiver Spitze 113 Scalentheile, bei negativer 24 Scalentheile Ausschlag am Electrometer in der Minute erhalten. Wurde der Cylinder erhitzt, so steigerte sich während des Erhitzens die Wirkung, verschwand aber nach dem Abkühlen völlig, um sich nach einiger Zeit wieder einzustellen. Im Wasserstoffstrom fand kaum eine Wirkung statt.

Welchen Grund auch jene Wirkung haben mag, jedenfalls würde sie bei hinreichender Entfernung der Wand von der Spitze verschwinden. Man kann also sagen, dass bei der Spitzenentladung in getrockneter Luft und in getrocknetem Wasserstoff 0,6 Sec. nach Aufhören des electrischen Stromes eine Electrisirung des Gases nicht nachgewiesen werden konnte, wenn der electrische Strom von einer unwirksamen Spitze zu einer unwirksamen Wand ging oder wenn eine von dieser Wand herrührende Wirkung ausgeschlossen war.

§ 6. Im Anschluss an die Nahrwold'schen Beobachtungen mit dem glühenden Platindraht liess ich den Luftstrom, ehe er in den mit dem Messingdrahtnetz versehenen Ladungsapparat *M* gelangte, an einem $^1/_4$ mm dicken Platindraht vorbeigehen, welcher durch eine galvanische Batterie zum Glühen gebracht werden konnte. Der positive Pol der Batterie war zur Erde abgeleitet.

Glühte der Draht nicht, so trat das § 4 geschilderte Verhalten ein. Wurde nun 1. der Platindraht zur hellen Gelbgluth erhitzt, *ohne* dass die Maschine arbeitete, so führte der Luftstrom dem Electrometer eine Ladung zu, welche zuweilen positiv, zuweilen negativ war und in dem zu beschreibenden Versuch + 7 Scalentheile in $^1/_2$ Min. betrug. Wurde darauf 2. die Maschine bethätigt, ihre positive Electrode zur Erde abgeleitet, ihre negative Electrode mit der Spitze verbunden und diese zunächst auch zur Erde abgeleitet, so betrug die Ladung + 11 Scalentheile in $^1/_2$ Min. Wurde endlich 3. die Spitze *m* isolirt, so dass negative Electricität von ihr zu *M*

ging, so entstand ein Ausschlag von — 133 Scalentheilen in $^1/_2$ Min.

Diese Wirkungen rühren von dem Zerstäuben des glühenden Platins her, der Ausschlag bei 1. ist bedingt theils durch die von Elster und Geitel[1]) am glühenden Platin beobachteten electromotorischen Kräfte, theils durch die von der Batterie dem Draht zugeführte Ladung; hinzu kommt bei 2. die von der arbeitenden Maschine auf dem Draht hervorgerufene Influenzelectricität, endlich bei 3. die Ladung des an *m* vorbeigeblasenen Platinstaubes mit der negativen Electricität der Spitze. Der letztere Effect kann nach 2. und 3. auf 144 Scalentheile in $^1/_2$ Min. veranschlagt werden.

Bei einem ähnlichen Versuch mit positiver Electricität wurde ein ähnlicher Effect (112 Scalentheile in $^1/_2$ Min.) gefunden.

Wurde aber anstatt der Luft Wasserstoff an dem hellgelbglühenden Platindraht vorbei geblasen, so wurde der Effect nahezu gleich Null gefunden, in Uebereinstimmung mit Nahrwold's[2]) Versuchen, welcher eine Zerstäubung des glühenden Platins in einer Wasserstoffatmosphäre nicht nachweisen konnte.

§ 7. In einem Glasapparat *M* wurde *a b* gegenüber und rechtwinklig dazu ein kurzer Tubus von 2 cm Durchmesser angesetzt und durch eine Quarzplatte verschlossen. *M'* war ein innen polirter Zinkcylinder, bei *a* und *b* mit Löchern, ausserdem mit einer dem Quarzfenster entsprechenden Oeffnung versehen. Auch wenn man durch das Quarzfenster Spitze und Innenseite des Zinkcylinders mit dem ultravioletten Licht einer Bogenlampe bestrahlte, wurde keine Electrisirung des Luftstromes durch den von der Spitze ausgehenden electrischen Strom bemerkt, mochte die Spitze positiv oder negativ sein. Ein Zerstäuben durch ultraviolettes Licht war also durch diese Mittel nicht nachzuweisen.

II. Verhalten in befeuchteter Luft.

§ 8. Bei der Anordnung des § 7 wurde der trockene Luftstrom durch den befeuchteten ersetzt. Nunmehr trat bald

1) Elster u. Geitel, Ber. d. k. k. Gesellsch. d. Wissensch. zu Wien **97.** Abtheil. IIa. p. 1175. Oct. 1888.

2) R. Nahrwold, Wied. Ann. **35.** p. 117. 1888.

eine Wirkung ein. Beispielsweise betrug in einem Versuch der Electrometerausschlag nach einer Minute 116 Scalentheile, während das Potential der Spitze + 6700 Volt und die Stärke des von m nach M gehenden Stromes $17 . 10^{-6}$ Amp. war. Dieser Strom förderte in der Secunde $1700000 . 10^{-11}$ Cb., während die in der Secunde vom Luftstrom an den Empfänger abgegebene Electricitätsmenge

$$\frac{116}{24{,}2} \cdot \frac{2{,}4 . 10^{-11}}{60} = 0{,}19 . 10^{-11} \text{ Cb.}$$

betrug (§ 1). Diese ist also gegen jene verschwindend klein. Als die Einlage aus Messingdrahtnetz durch die Einlagen aus Messing - Zink - Eisen - Platinblech ersetzt wurde (§ 4), betrugen die Electrometerausschläge in der Minute bez. 30, 46, 38, 38 Scalentheile. Bei Anwendung des befeuchteten Wasserstoffstromes (§ 4) erreichte der Electrometerausschlag in einer Minute 18 Scalentheile.

Die Grösse der Wirkung bei befeuchtetem Luftstrom hängt von den besonderen Versuchsbedingungen ab und kann auf Null herabsinken. Ausnahmslos indess wurden die Resultate des folgenden Paragraphen erhalten.

§ 9. Die Electrisirung des Luftstromes verschwindet auch bei feuchtem Strom, wenn man den zu diesem Zweck horizontal gelegten Cylinder M durch einen Brenner warm hält und stellt sich wieder her, wenn der Cylinder wieder abgekühlt wird.

Weiter wurde zwischen M und E ein 85 cm langes, 0,6 cm lichtweites Messingrohr eingeschaltet. Der befeuchtete Luftstrom führte Electricität durch dieses Rohr hindurch, der Electrometerausschlag erreichte in einer Minute 19 Scalentheile. Wurde aber das Messingrohr durch einen Brenner erwärmt, so sank jener Ausschlag auf 1—2 Scalentheile herab, wurde das Rohr wieder abgekühlt, so erreichte der Ausschlag nahezu wieder seinen alten Werth.[1])

1) Bei den Versuchen des § 5 mit dem vergoldeten Messingcylinder und getrocknetem Luftstrom schwächte die Einschaltung des Messingrohres die Wirkung in demselben Maasse, mochte das Rohr kalt oder warm sein.

Die Beobachtungen dieses Paragraphen scheinen ihre einfachste Deutung durch die Annahme zu finden, dass der Träger der Electricität bei befeuchtetem Luftstrom tropfbar flüssiges Wasser ist.

Hrn. Dr. Starke bin ich für die bei den Versuchen geleistete Hülfe zu Dank verpflichtet.

Berlin, Physikal. Institut.

56. *Notiz zur Theorie der Dämpfung electrischer Schwingungen; von Max Planck.*

Die Dämpfung electrischer Schwingungen in ruhenden Leitern wird gewöhnlich lediglich dem galvanischen Leitungswiderstand zugeschrieben, wozu in gewissen Fällen noch der Einfluss des Rückstandes, der Hysteresis u. dgl. hinzutritt. Während sich aber alle diese Dämpfungsursachen durch geeignete Wahl der zur Verwendung kommenden leitenden und isolirenden Substanzen mehr oder weniger vermeiden lassen, giebt es noch eine andere Ursache der Dämpfung, welche unmittelbar mit dem Wesen der Schwingung verknüpft ist, und daher auch einen ganz bestimmten, von keinerlei Material abhängigen Einfluss besitzt: die Ausstrahlung der Schwingungsenergie in den umgebenden Raum hinaus. Wenn nun auch der Betrag dieser Art von Dämpfung, die ich als „conservative" Dämpfung bezeichnet habe, weil bei ihr keine Schwingungsenergie als solche verloren geht, bei verhältnissmässig langsamen Schwingungen im allgemeinen sehr gering ist, und daher bei den electrischen Schwingungen in einem Condensator und in einer Spule mit Recht bisher immer vernachlässigt wurde, so gewährt es doch im Hinblick auf die wichtige Rolle, welche die conservative Dämpfung bei den schnellen electrischen Schwingungen, und namentlich bei den Wärme- und Lichtschwingungen spielt, ein gewisses Interesse, diesen Betrag auch für langsame Schwingungen zu kennen, zumal er leicht und übersichtlich anzugeben ist. Auch erhält man dadurch einen Anhaltspunkt für die Beurtheilung der Grenze, bei welcher die Ausstrahlung anfängt, merklichen Einfluss auf die Dämpfung zu gewinnen. Die Berechnung soll hier durchgeführt werden für electrische Schwingungen in einem Luftcondensator und solche in einem Solenoid.

Schwingungen in einem Luftcondensator.

Ein von zwei gleichen, einander parallel nahe gegenübergestellten leitenden Platten gebildeter Luftcondensator, in welchem

auf irgend eine Weise Schwingungen von bestimmter Periode erregt sind, wirkt auf eine Entfernung, welche gross ist gegen die Dimensionen des Condensators, aber klein gegen die Länge der vom Condensator in den Luftraum ausgesandten electromagnetischen Wellen, in jedem Augenblick genau ebenso wie ein electrostatischer Dipol von periodisch wechselndem Moment. Es treffen daher für diese Schwingung die Voraussetzungen der von mir kürzlich entwickelten Theorie zu, und das logarithmische Decrement der conservativen Dämpfung, d. h. der natürliche Logarithmus des Verhältnisses zweier aufeinander folgender gleichgerichteter Amplituden beträgt:[1])

$$\sigma = \frac{16\,\pi^4}{3\,\lambda^3\,K}.$$

Hierbei ist λ die Länge der vom Condensator in die Luft ausgesandten electromagnetischen Welle, während die Constante K durch folgende Bedingung bestimmt ist. Die electrische Energie des gesammten den Condensator enthaltenden Raumes, bis zu Entfernungen hin, welche gross sind gegen die Dimensionen des Condensators, aber klein gegen λ, beträgt:

$$\tfrac{1}{2}\,K f^2,$$

wobei f das electrische Moment des vom Condensator dargestellten Dipols, im electrostatischen Maasse, bedeutet.

Nun ist, wenn C die in Längeneinheiten gemessene Capacität des Condensators, a den Abstand der beiden Platten, $\pm\,\varepsilon$ die Ladung einer Platte in irgend einem Zeitpunkt bedeutet:

$$f = \pm\,\varepsilon\,.\,a.$$

Folglich die genannte electrische Energie:

$$\frac{1}{2}\,K f^2 = \frac{1}{2}\,K\,\varepsilon^2\,a^2 = \frac{1}{2}\,\frac{\varepsilon^2}{C}$$

und daher

$$K = \frac{1}{a^2\,C}.$$

Hieraus folgt für das logarithmische Decrement der conservativen Dämpfung:

$$\sigma = \frac{16\pi^4\,a^2\,C}{3\lambda^3} = 519{,}5\,.\,\frac{a^2\,C}{\lambda^3}.$$

---

1) M. Planck, Wied. Ann. **60.** p. 593. 1897.

Schwingungen in einem Solenoid.

Ein aus einer Anzahl gleicher, parallel hintereinander gereihter Stromkreise zusammengesetztes Solenoid, in welchem auf irgend eine Weise ein Wechselstrom von bestimmter Periode erregt ist, wirkt auf eine Entfernung, welche gross ist gegen die Dimensionen des Solenoids, aber klein gegen die Länge der vom Wechselstrom in die Luft ausgesandten electromagnetischen Wellen, in jedem Augenblick genau ebenso wie ein magnetischer Dipol von periodisch wechselndem Moment f. Da nun in den für den Luftraum gültigen electromagnetischen Grundgleichungen die electrischen und die magnetischen Kräfte eine ganz symmetrische Rolle spielen, so lassen sich die Rechnungen des vorigen Abschnitts unmittelbar auf diesen Fall übertragen, indem man nur an Stelle der electrischen Kraft die magnetische setzt.

Daher ist das logarithmische Decrement der conservativen Dämpfung der Schwingungen des Wechselstromes:

$$\sigma = \frac{16\pi^4}{3\lambda^3 K},$$

wenn $\frac{1}{2}Kf^2$ die magnetische Energie des gesammten Raumes ist bis zu Entfernungen hin, welche gross sind gegen die Dimensionen des Solenoids, aber klein gegen λ. Bezeichnet man also mit n die Anzahl der Windungen des Solenoids, mit F die von einer Windung umschlossene Fläche, mit P, in Längeneinheiten ausgedrückt, das Selbstpotential des Solenoids, mit J, im electrostatischen Maasse, die Stromstärke in irgend einem Zeitpunkt, endlich mit c die Lichtgeschwindigkeit, so ist das magnetische Moment des vom Solenoid für einen Punkt in grosser Entfernung dargestellten Dipols:

$$f = n \cdot \frac{J}{c} \cdot F$$

und mithin die genannte magnetische Energie:

$$\frac{1}{2}Kf^2 = \frac{1}{2}K\left(n\frac{J}{c}F\right)^2 = \frac{1}{2}P\frac{J^2}{c^2}.$$

Daraus ergiebt sich:

$$K = \frac{P}{n^2 F^2}$$

und somit der Betrag des logarithmischen Decrements der conservativen Dämpfung des Wechselstroms im Solenoid:

$$\sigma = \frac{16\pi^4 n^2 F^2}{3\lambda^2 P} = 519{,}5 \cdot \frac{n^2 F^2}{P\lambda^2}.$$

Da das Selbstpotential P proportional dem Quadrat von n, so ist σ wesentlich unabhängig von der Zahl der Windungen.

Berlin, August 1897.

57. *Erscheinungen bei der Electrolyse des Platinchlorids; von Friedrich Kohlrausch.*

Von einem Gegenstande aus der Electricitätslehre, über den in G. Wiedemann's grossem Werk keine Angabe gefunden wird, kann man annehmen, dass derselbe noch unbearbeitet ist.

Merkwürdigerweise gilt dies von einem electrolytischen Process, der unzählig oft ausgeführt wird und dabei durch seine Launen leicht erkennen lässt, dass er des näheren Studiums werth ist, nämlich von der Electrolyse des gelösten Platinchlorids, eines Körpers, dessen Constitution schon deswegen eine Untersuchung verdient, da man nicht einmal die Werthigkeit kennt, mit welcher das Platin in ihm auftritt. Mir ist nicht bekannt, dass auch nur die Menge Platin, die unter bestimmten Verhältnissen aus einer Platinchloridlösung ausgeschieden wird, gemessen worden wäre.

Die folgenden, nach dieser Richtung angestellten Versuche sollen nur als Anfänge einer Untersuchung angesehen werden, die man wohl in grösseren Dimensionen wird fortführen müssen, um die Frage zu erledigen. Es haben sich aber einige überraschende Erscheinungen dabei ergeben, welche der Mittheilung werth sind.

I. Niederschlagsmengen aus Wasserstoff-Platinchlorid H_2PtCl_6.

Diese, gewöhnlich „Platinchlorid" genannte, von der neueren Chemie als Platinchlorwasserstoffsäure bezeichnete, käufliche Verbindung wird wohl zur Platinirung ausnahmslos angewandt.

Eine 4 proc. Lösung Kahlbaum'schen Präparates mit Platinelectroden, ein Rheostat und ein Weston-Strommesser von Siemens & Halske bildeten den Schluss von zwei Accumulatoren. Der Strom wurde durch Rheostatenwiderstand oder verschieden tiefes Eintauchen der Anode so schwach erhalten, dass an der Kathode kein Gas entstand. Der Widerstand ausser der Zelle soll angeführt werden, um die Spannung zwischen den Electroden beurtheilen zu können.

Das an der Anode entwickelte Chlor löst sich theilweise in der Flüssigkeit und färbt dieselbe, wie bekannt, zeitweilig dunkler. Zwischen zwei Versuchen, die einander rasch folgten, kochte man die Lösung kurze Zeit.

Die Kathode, ein 2,1 cm breites dünnes Platinblech, war vor der Electrolyse geglüht gewogen worden und wurde nach derselben 3—10 Min. lang ausgewässert und gewogen, dann im Glasgebläse geglüht und wieder gewogen. Hierbei fand stets ein Gewichtsverlust (v) statt und die graue Farbe des Niederschlages ging in matt weisslich über.

Bei dem letzten Versuch wurde die Stromstärke öfters (zwischen 0,09 und 0,17 Amp.) variirt. $\int i dt$ ist hier auf einige Procent unsicher.

Widerstands-ballast	33	23	18	18	3—10	Ohm
Stromstärke anfangs		0,072	0,118	0,121		Amp.
Stromstärke nach 1 min.	0,058	0,058	0,094	0,093		„
Mittlere Stromstärke	0,0533	0,0540	0,0894	0,0875	0,130	„
Mittlere Stromdichte	0,009	0,009	0,011	0,010	0,015	Amp./cm²
Stromdauer	20	20	20	20	$22^1/_2$	min
$\int i dt$	1,066	1,080	1,787	1,750	2,92	Amp. min
Platinnieder-schlag p =	+11,0	+13,9	+28,3	+28,2	+64	mg
Glühverlust $-v$ =		− 0,47	− 0,72	− 0,65	− 0,99	mg
$\frac{p}{\int i dt}$ =	10	13	16	16	22	$\frac{\text{mg}}{\text{Amp. min}}$
$\frac{v}{p}$ =		0,034	0,025	0,023	0,015	

Die Stromdichte gilt stets für die Kathode.

Die vorletzte Zeile der Tabelle zeigt, dass zwischen dem niedergeschlagenen Platin p und der Strommenge $\int i dt$ keine Proportionalität besteht; die Platinmenge wächst mit zunehmender Stromdichte relativ schneller.

Der Glühverlust v steigt mit der Niederschlagsmenge p, nimmt aber (letzte Zeile) relativ zu dieser mit wachsender

Stromdichte ab. Der Glühverlust lässt sich nun kaum anders auffassen wie als Wasserstoff, der mit dem Platin ausgefallen ist und sich mit dem letzteren verbunden hat. Nun scheidet die Strommenge 1,6 Amp. min 1 mg Wasserstoff ab. Zur Abscheidung von v mg Wasserstoff ist also die Strommenge $1{,}6 \cdot v$ verbraucht worden, sodass die Strommenge $\int idt - 1{,}6 \cdot v$ die Platinmenge p abgeschieden hat, sei es direct oder wahrscheinlich indirect durch einen Theil des Wasserstoffes. Das Verhältniss $p : (\int idt - 1{,}6 \cdot v)$ berechnet sich aus den vier Versuchen, in denen der Glühverlust bestimmt wurde, zu

43, 45, 40, 48, im Mittel 44.

Dies würde bezeichnen, dass das Platin hier mit einer Werthigkeit 2 bis 3 ausgefallen wäre. Sind die Zahlen auch, wegen der relativ grossen Fehler in v, wenig genau, sodass auf das numerische Ergebniss 2 bis 3 kein Gewicht gelegt werden kann, so schliessen sie doch aus, dass das Platin achtwerthig aufträte, wie man wohl angenommen hat.

Ob man durch eine andere Anordnung des Versuches, vielleicht mit stärkerem Strome und indem man das entweichende Gas misst, wirklich sicher zu interpretirende Resultate erhalten kann, mag dahingestellt bleiben. Der Mühe werth wäre der Versuch.

Ein wie die vorigen, aber mit der Lummer-Kurlbaum'schen Lösung mit $^1/_{40}$ Proc. Bleiacetat angestellter Versuch gab für $\int idt = 2{,}08$ Amp. min 46,6 mg Platin. Der Glühverlust betrug 1,72 mg; dies wäre aber mehr Wasserstoff, als der Strommenge entspricht, woraus zu schliessen ist, dass *hier etwas Blei mit ausgefallen war*, welches sich beim Glühen verflüchtigt.

Die Anode blieb an Gewicht stets ungeändert.

II. Versuche mit Platinchlorid $PtCl_4,5H_2O$.

Diese Verbindung wird als Platinchlorid $PtCl_4$ mit Hydrat- oder Krystallwasser angesehen, wozu man nach dem Verhalten anderer mit Wasser krystallisirender Körper sich für berechtigt erachtet. Gelöst würde sie demnach, als $PtCl_4$ in Wasser, einfachere Resultate versprechen, als das Wasserstoffplatin-

chlorid, unter anderem die Möglichkeit, das electrochemische Aequivalent des Platins zu bestimmen.[1])

In Wirklichkeit aber ergaben sich ganz unerwartete Erscheinungen, für welche keine Beispiele bei Salzen vorliegen.

Die Darstellung dieser nicht im Handel zu erhaltenden Verbindung verdanke ich Hrn. Heraeus in Hanau. Von dem gewöhnlichen Wasserstoffplatinchlorid unterscheidet sich der Körper in Lösung durch ein geringeres Leitvermögen und dadurch, dass er mit Chlorammonium keinen Niederschlag giebt.

Niederschlagsmenge an der Kathode.

Als ganz unerwartete Thatsache, man kann zunächst wohl sagen als Kuriosum soll gleich erwähnt werden, dass bei geringerer Stromdichte (von etwa $^1/_{300}$ bis gegen $^1/_{50}$ Amp./cm^2) eine Wirkung an der Kathode in der 15 proc. Lösung überhaupt nicht wahrgenommen wurde. Die Kathode erschien ungeändert im Aussehen und die Wägung des Bleches oder Drahtes vor und nach der Electrolyse schwankte nur innerhalb der Fehlergrenzen um einige Hundertstel mg. Stromdichten oberhalb etwa $^1/_{40}$ Amp./cm^2 dagegen ergaben eine Gewichtsvermehrung. Eine sichtbare, aber schwache Gasentwickelung an der Kathode begleitete den Vorgang nur bei Stromdichten von etwa $^1/_4$ Amp./cm^2 an aufwärts.[2]) An der, meistens nur wenig eingetauchten Anode erschien stets Gas. Angewandt wurde meist eine Lösung von 15 Proc. der festen Substanz. Die Versuche mit schwachem Strom ergaben die Resultate der oberen Tabelle p. 427.

Wenn nach diesen eine Gewichtsvermehrung der Kathode bei fünf Versuchen ausgeblieben ist, für welche sich, Pt als vierwerthig angenommen, ein Niederschlag von 5 bis 14 mg berechnet, so kann man als sicher annehmen, *dass primär überhaupt kein Platin durch den Strom ausgeschieden wird*, da ein Grund für

---

1) Platinnitrat scheint ungeeignet zu sein, indem dasselbe sich freilich ein wenig löst, aber nur, um der Hauptsache nach als basisches Salz gleich wieder auszufallen.

2) Die Stromdichte ist nach der Gesammtgrösse der vorderen Kathodenfläche geschätzt. Die Kathode lag mit den eintauchenden Rändern an den Wänden des Becherglases. Die Stromdichte an den [illegible]denfalls grösser als die obigen Zahlen.

das Wiederverschwinden gerade dieses Körpers nicht denkbar ist. Es bleibt dann, da die Lösung ausser Platin nur Chlor, Sauerstoff und Wasserstoff enthält, wohl *als mögliches Kation* nur *Wasserstoff* übrig, welcher also als ein Bestandtheil des Electrolytes vorhanden sein muss.

Versuch No.		I	1	2	3	5	
Widerstandsballast		13	13	13	43	2000	Ohm
Stromstärke	von	0,045	0,050	0,050	0,021	0,0013	Amp.
	bis	0,040	0,042	0,041	0,023	0,0014	„
Stromdichte		0,017	0,018	0,019	0,0086	0,003	Amp./cm²
Stromdauer		10	10	10	20	120	min
$\int i\,dt =$		0,42	0,44	0,47	0,43	0,164	Amp. min
Platinniederschlag $p =$		+0,02	+0,03	±	−0,01	−0,01	mg
Glühverlust $-v =$		−0,01	±	−0,02	±	—	mg

Die Nummern bedeuten die Reihenfolge der Versuche, die römischen mit einer, die arabischen mit einer anderen Lösung, beide 15 %. Versuch 7 wurde mit einer Drahtkathode ausgeführt.

Dass der Wasserstoff nun bei schwachem Strome an der Kathode kein Platin ausfällt, sondern scheinbar wirkungslos diffundirt, ist vorläufig nur als eine Thatsache zu bezeichnen.

Bei grösserer Stromdichte fällt graues, beim Glühen weiss werdendes Platin nieder. Nach dem Vorigen kann dies keine unmittelbare Wirkung des Stromes sein, sondern nur eine indirecte Folge der Abscheidung von Wasserstoff, von welchem ein Theil zur Reduction von Platin verbraucht worden ist.

uch Nr.		II	4	6	7	8	
erstandsballast	13	13	0,3	0,3	0,3		Ohm
mstärke von	0,025	0,076	0,17	1,30	1,18	0,6	Amp.
bis	0,018	0,062	0,12	0,93	0,71	0,2	„
lere Stromstärke	0,0212	0,0674	0,140	1,05	0,96		„
mdichte	0,02	0,027	0,28	0,33	0,32		Amp./cm²
mdauer	8	12	12	0,9	4		min.
$\int i\,dt =$	0,169	0,81	1,67	0,95	3,8		Amp. min.
inniederschlag $p =$	+2,6	+2,8	+38,9	+22	+89	+447	mg
verlust $-v =$	−0,02	−0,02	−0,26		− 0,55	− 3,1	mg
$p/\int i\,dt =$	15	3,5	23	23	23		mg/Amp.min
$v/p =$			0,0067		0,0062	0,0068	

Der erste Versuch bezieht sich auf eine 5 proc. Lösung, die übrigen auf die 15 procentigen. Nr. 8 enthält nur die Gewichtsdifferenz der Kathode vor und nach einer Reihe von Versuchen über Kathodenkrümmung etc., bei denen keine Zeitbestimmung gemacht wurde.

Der Glühverlust fällt kleiner aus als bei dem Wasserstoff-Platinchlorid, er beträgt etwa $^1/_{150}$ des niedergeschlagenen Platins, in den drei obigen Versuchen ungefähr übereinstimmend. Sieht man den Glühverlust wieder als electrolytischen Wasserstoff an und berechnet unter der Fiction, dass das Platin vom Strome niedergeschlagen sei, so wie oben, dessen electrochemisches Aequivalent, so kommen aus den Versuchen Nr. 4 und 6 die Zahlen 31 bez. 30 mg Pt/Amp. min heraus, welche nahe eine Vierwerthigkeit des Pt-Atoms bezeichnen würden.

Drei an einer Drahtkathode ausgeführte Versuche mit den Stromdichten $^1/_4$ bis $^1/_3$ Amp./cm^2 und mit Niederschlagsmengen von 5 bis 14 mg gaben, ebenso berechnet, die Zahlen 33, 27 und 30, also ungefähr dasselbe.

Gestaltsänderungen der Kathode.

Eine Kathode krümmt sich, wenn mit dem Strome eine nicht zu schwache Platinablagerung verbunden ist, *dem Strome entgegen.* Sehr dünne Bleche ($^1/_{20}$—$^1/_{70}$ mm dick) rollten sich unter Umständen so stark auf, dass die begrenzenden Curven mehr als 90° Krümmung hatten. Ein starker Strom krümmte einmal, unter Abscheidung von 22 mg Platin, eine 30 mm tief eintauchende Kathode binnen einer Minute bis an die etwa 12 mm entfernte Anode heran. Diese Krümmungen zeigten sich sowohl im Platinchlorid wie im Wasserstoff-Platinchlorid.

Ihre Ursache bildet offenbar ein Zusammenziehen des gebildeten Niederschlages, denn als man ein dünnes Blech zwischen zwei Anoden gebraucht und alsdann möglichst glatt gepresst hatte (wobei nicht zu beseitigende Fältchen zeigten, dass die Ränder stärker geschwunden waren als der innere Theil), fand man die Fläche des Bleches um $2^1/_2$ Proc. vermindert.

Ein besonderer Umstand verdient Erwähnung, nämlich dass die Krümmung besonders stark noch 10—20 Sec. lang

sichtbar anwuchs, nachdem man den Strom *unterbrochen hatte.*

Die Erscheinung macht den Eindruck, als ob das Eindringen des electrolytischen Wasserstoffes in das Platin eine kleine Volumenverminderung bewirke.

Vorgänge an der Anode.

Die Annahme, dass im gelösten Platinchlorid $PtCl_4,5H_2O$ Wasserstoff das Kation bildet, erhält eine fernere Stütze durch das Verhalten der Anode. Als Anion hatte man ursprünglich Chlor erwartet; trotz reichlicher Gasentwickelung aber war kein Chlorgeruch wahrzunehmen. Es wurde eine neue Drahtanode in ein, oben in eine gebogene Spitze ausgezogenes Glasrohr eingeschmolzen, sodass man das entwickelte, in das Rohr getretene Gas durch Heben des Gefässes mit der Flüssigkeit herausdrängen konnte. Hierbei wurde ein über die Spitze gehaltener *glimmender Spahn entzündet; das Anodengas bei der Electrolyse von* gelöstem $PtCl_4 + 5\,H_2O$ *ist also Sauerstoff.*

Hierdurch wird sehr wahrscheinlich, dass das „Platinchlorid" in Lösung als H_2PtCl_4O auftritt. Die von der Chemie beobachtete Erscheinung, dass durch Erwärmen das letzte Wassermolecül von dem krystallisirten Körper nicht zu trennen ist, ohne diesen zu zersetzen, dass dieses Molecül also als Constitutionswasser auftritt[1]). würde sich hierdurch einfach erklären.

In welche Ionen der Körper sich spaltet, muss durch Ueberführungsversuche entschieden werden. Wenn, wie zu vermuthen ist, $PtCl_4O$ das Anion bildet, so würde also auch die Verbindung, welche man als Platinchlorid auffasste, als Säure erscheinen, ähnlich etwa wie die Schwefelsäure.

Die secundäre Ausscheidung des Platins dürfte dann nach der Formel erfolgen:

$$2\,H_2 + 3\,(H_2PtCl_4O) = Pt + 2\,(H_2PtCl_6) + 3\,H_2O.$$

Dass ein schwacher Strom diese Reaction nicht bewirkt, kann mit der Fortführung des Platins von der Kathode, vielleicht auch mit dem Absorptionsvermögen der letzteren für Wasserstoff zusammenhängen, welches auch an einer blanken Electrode, wenn auch schwach, vorhanden ist.

---

1) Vgl. Michaelis, Chemie IV. 2. p. 1185. 1889.

An Gewicht blieb auch bei diesen Versuchen die Anode stets merklich ungeändert. Häufig aber zeigte dieselbe nach der Electrolyse einen durch Interferenzfarben, besonders blau und gelb, merklichen Anflug, der bei stärkerer Erhitzung ohne Hinterlassung einer Spur rasch verschwand, nachdem er bei gelindem Erwärmen andere Farben durchlaufen hatte. Derselbe bestand vielleicht, so wie die Bildungen an der Anode bei der Electrolyse von Blei- oder Silbersalzen, aus einer höheren Oxydationsstufe.

Bestätigt sich die vorige Hypothese über die Constitution des gelösten Platinchlorids, so ist dadurch die, allerdings bekannte, aber doch zunächst Verwunderung erregende Unangreifbarkeit des Platins durch electrolytisches Chlor erklärt. Das Platin tritt dann überhaupt nicht als Kation auf, hat also keine Veranlassung, sich von der Anode fortzubewegen.

Veränderung der Lösung während der Electrolyse.

Die dunkel-rothbraune Farbe der Flüssigkeit verwandelte sich durch die Versuche mit stärkerem Strom in ein Dunkelorange, offenbar, indem das Platinchlorid sich in Wasserstoff-Platinchlorid umbildete. Die vollzogene Umbildung zeigte sich schliesslich dadurch an, dass zu einem gut markirten Zeitpunkt anstatt des Sauerstoffs Chlor an der Anode auftrat, kenntlich am Geruch und dadurch, dass das austretende Gas den glimmenden Spahn nun zum Verlöschen brachte.

Diese gebrauchte Flüssigkeit hatte, obwohl aus etwa 12 g Lösung im Laufe der Versuche etwa 0,6 g Platin ausgefallen war, ein fast dreimal grösseres Leitvermögen als vor dem Gebrauch.

Charlottenburg, September 1897.

Namenregister zum Jahrgang 1897.

A.

Abegg, R., Dielectricitätsconstanten bei tiefen Temperaturen **60**, 54. — Depolarisationsgeschwindigkeit von Electroden und Dielectricitätsconstanten bei tiefen Temperaturen **62**, 249. — Ueber durch Kathodenstrahlung veränderte Salze **62**, 425.

Abt, A., Magnetisches Verhalten weichen Stahls bei andauerndem Stromschluss im Vergleich zu weichem Eisen **61**, 794. — Leitungswiderstand und specifische Wärme einiger Eisenoxyde und Eisensulfide **62**, 474.

Apt, R., Einfluss des primären Erregers auf Form und Intensität der electrischen Schwingungen im Lecher'schen System **61**, 293.

Arnold, W., Luminescenz **61**, 314.

Arons, L., Temperaturverhältnisse an den Electroden von Quecksilberbogenlampen **62**, 569. — Extrastrom beim Unterbrechen eines electrischen Stromkreises **63**, 177.

Arrhenius, S., Versuche über electrische Spitzwirkung **63**, 305.

Aschkinass, E., s. W. Kaufmann.

B.

Balmer, J. J., Formel für Spectralwellen **60**, 380.

Beckenkamp, J., Electrisches, chemisches und geometrisches Verhalten der Krystalle **61**, 597.

Behn, U., Capillarelectrometer **61**, 748. — Diffusion von Electrolyten in verdünnten wässerigen Lösungen, insbesondere über Diffusion gegen das Concentrationsgefälle **62**, 54.

Berichtigungen **60**, 776; **61**, 224, 808.

Bernstein, J., Kathodenstrahlen **62**, 415.

v. Bezold, W., Untersuchung electrischer Drahtwellen mit Hülfe von Staubfiguren **63**, 124.

Bjerknes, C. A., Weiterbildung der invers electrisch-ähnlichen hydrodynamischen Erscheinungen; Uebergang von statischen zu dynamischen **63**, 91.

Bohr, Ch., Absorption von Gasen in Flüssigkeiten bei verschiedenen Temperaturen **62**, 644.

du Bois, H., Magnetische Schirmwirkung **63**, 348.

Boltzmann, L., Atomistik **60**, 231; **61**, 790. — Zermelo's Abhandlung „Ueber die mechanische Erklärung irreversibler Vorgänge" **60**, 392. — Rotationen im constanten electrischen Felde **60**, 399.

Börnstein, R., Electrische Beobachtungen bei Luftfahrten unter Einfluss der Ballonladung **62**, 680.

Brandes, G., u. E. Dorn, Sichtbarkeit der Röntgenstrahlen **60**, 478.

Braun, F., Zeitlicher Verlauf variabler Ströme **60**, 552. — Bewegungen, hervorgebracht durch den electrischen Strom **63**, 324.

Bucherer, A. H., Berichtigung zu „Magnetismus und electromotorische Kraft" **61**, 807.

C.

Cantor, M., Geschwindigkeit reagirender Gasmolecüle **62**, 482.

Cellier, L., Leitvermögen der Kohle für Wärme und Electricität **61**, 511.

Chappuis, P., Bestimmung der Ausdehnung des Wassers zwischen 0 und 40° **63**, 202.

Christiansen, C., Ursprung der Berührungselectricität **62**, 545.

Des Coudres, Th., Vorrichtung zur Erzeugung Lenard'scher Strahlen und einige Versuche mit solchen Strahlen **62**, 134.

Czermak, P., Lochcameraaufnahmen von Röntgenstrahlen **60**, 760.

D.

Dahms, A., Gefrierpunkte binärer Gemenge **60**, 119.

Defregger, R., Thermomagnetischer Longitudinaleffect beim Wismuth **63**, 97.

Diesselhorst, H., s. M. Thiesen.

Dieterici, C., Dampfdrucke verdünnter wässeriger Lösungen von 0° C. **62**, 616.

Dorn, E., Erwärmende Wirkung der Röntgenstrahlen **63**. 160; s. G. Brandes.
Dorn, E., u. B. Völlmer, Einwirkung von Salzsäure auf metallisches Natrium bei niederen Temperaturen **60**, 468.
Drude, P., Theorie stehender electrischer Drahtwellen **60**, 1. — Electrische Anomalie und chemische Constitution **60**, 500. — Messung der Dielectricitätsconstanten und electrischen Absorption kleiner Substanzmengen vermittelst electrischer Drahtwellen **61**, 466. — Wirkungsweise des Lecher'schen Drahtsystems **61**, 631. — Magneto-optische Erscheinungen von Eisen, Nickel und Kobalt **62**, 687. — Fernewirkungen **62**, 693. — Beziehung zwischen Torsion und Magnetismus **63**, 9.
Duane, W., u. W. Stewart, Dämpfende Wirkung des magnetischen Feldes auf rotirende Isolatoren **61**, 435.
Duane, W., Magnetische Methode metallisches Eisen nachzuweisen **62**, 543.
Dühring, U., Avogadro's Gesetz und der flüssige Aggregatzustand (Reclamation) **62**, 204.

E.

Ebert, H., Versuche mit dem G. Wiedemann'schen Geysirapparat **63**, 342.
Ebert, H., u. E. Wiedemann, Isolirte Leiter in einem electrischen Hochfrequenzfelde. — Entwickelung des Glimmlichtes an denselben **62**, 174. — Aufhören der electrischen Anregbarkeit eines verdünnten Gases in einem Hochfrequenzfeld **62**, 182. — Verhalten von verdünnten Gasen in nahezu geschlossenen metallischen Räumen innerhalb eines Hochfrequenzfeldes **62**, 187.
Eichenwald, A., Absorption electrischer Wellen in Electrolyten **62**, 571.
Elster, J., u. H. Geitel, Abhängigkeit des photoelectrischen Stromes vom Einfallswinkel und der Schwingungsrichtung des erregenden Lichtes und Beziehung zu der Absorption des Lichtes an der Kathode **61**, 445. — Photoelectrische Eigenschaft von Salzen, die in Alkalimetalldämpfen erhitzt sind **62**, 599.
Emden, R., Luftwogen **62**, 374.
Erskine, J. A., Magnetische Schirmwirkung in den gedämpften Wechselfeldern von Flaschenentladungen **62**, 145. — Electrisches Leitvermögen der Electrolyte für sehr schnelle electrische Schwingungen **62**, 454.
Eschenhagen, M., Werthe der erdmagnetischen Elemente zu Potsdam für das Jahr 1896 **61**, 411.
Euler, H., Beweglichkeit von nicht dissociirten und dissociirten Molecülen **63**, 273.

F.

Föppl, A., Mechanische Härte der Metalle, besonders des Stahls **63**, 103.
Friedrichs, F., Quecksilberluftpumpe mit automatischen Betrieb **62**, 383.
Fritsch, C., Electrolytisches Leitvermögen fester Körper **60**, 300.
Fröhlich, I., Wärmeausdehnungscoefficienten des weissen Marmors aus Carrara **61**, 206. — Ringförmiges Inductionsnormale **63**, 142.
Fromme, C., Wirkung von Erschütterung und Erwärmung auf den Magnetismus **61**, 55. — Wirkung von Erschütterungen auf den Magnetismus **63**, 314.

G.

Geitel, H., s. J. Elster.
Glan, P., Untersuchungen über elastische Körper und Licht **60**, 164, 563; **63**, 230.
Goldstein, E., Durch Kathodenstrahlen hervorgerufene Färbungen einiger Salze **60**, 491.
Gordon, C. M., Polarisationscapacität **61**, 1.
Graetz, L., Electrochemisches Verfahren zur Verwandlung von Wechselströmen in Gleichströme **62**, 323.
Groshans, J. A., Correspondirende Temperaturen (bei gleichen

Dampfdrucken) **60**, 142, 169. — Dampfvolumen eines Cubikcentimeters einer Flüssigkeit beim Siedepunkt **61**, 780.
Gumlich, E., Arons'sche Bogenlampe mit Amalgamfüllung **61**, 401.

H.

Hagenbach, A., Trennung der beiden Bestandtheile des Cleveïtgases durch Diffusion **60**, 124.
Hagenbach, Ed., Umkehrung der Ventilwirkung in Entladungsröhren **63**, 1.
Herzfeld, R., Kohlenlichtbogen **62**, 435. — Specifische Cohäsion für Kupfer, Nickel und Kobalt **62**, 450.
Heydweiller, A., Erstarrungscontraction für einige organische Verbindungen **61**, 527. — Funkenentladung **61**, 541. — Specifische Cohäsion und Oberflächenspannung des erstarrenden Goldes **62**, 694, 700. — Bestimmung der inneren Reibung fester Körper **63**, 56.
Hildebrand, R., Längenänderung von Holzstäben **61**, 808.
Hoffmann, M. W., Entladungs-, Kathoden- und Röntgenstrahlen **60**, 269. — Wirkungen des electrischen Feldes auf eine Glühlampe **60**, 642.
Hofmeister, F., Quecksilberunterbrecher **62**, 379.
Holborn, L., Magnetisirung von Stahl und Eisen durch kleine Kräfte **61**, 281.
Hüfner, G., Diffusionscoefficienten einiger Gase für Wasser **60**, 134.

J.

Jahn, H., Electrochemische Notizen **63**, 44.
Jäger, G., u. St. Meyer, Magnetische Susceptibilität und Atommagnetismus **63**, 83.
Jaeger, H., Magnetische Spiegelbilder **63**, 137.
Jaeger, W., Umwandlung des Zinksulfats beim Clarkelement **63**, 354.
Jaumann, G., Hahnloser Regulator für automatische Quecksilberluftpumpen **61**, 204. — R. Swyngedauw über electrische Entladung **62**, 396.
Jones, C., Emissionsspectra des Cadmiums, Zinks und der Haloidverbindungen des Quecksilbers etc. **62**, 30.

K.

Károly, J. I., Gegenseitiger Einfluss zweier Funkenstrecken **62**, 612.
Kath, H., Phasenänderung des Lichtes bei der Reflexion an Metallen **62**, 328.
Kaufmann, W., Wärme im Entladungsfunken eines Condensators **60**, 653. — Magnetische Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen und Entladungspotential **61**, 544; **62**, 596.
Kaufmann, W., u. E. Aschkinass, Deflexion der Kathodenstrahlen **62**, 588.
Ketteler, E., Sich selbst überlassenes gedämpftes Pendel ein Analogon zum Eintritt des Lichtes in ein durchsichtiges Medium **63**, 72.
Klein, K. R., Depolarisation von Quecksilber und Platinelectroden **62**, 259.
Klemenčič, I., Magnetische Nachwirkung **62**, 68. — Beitrag zur Kenntniss der magnetischen Nachwirkung **63**, 61.
Koch, K. R., Verhalten der Dielectricitätsconstante und des Brechungsexponenten im magnetischen Felde **63**, 132.
Kohlrausch, F., Platinirte Electroden und Widerstandsbestimmung **60**, 315. — Rheostatenstöpsel **60**, 333. — Sehr rasche Schwankungen des Erdmagnetismus **60**, 336. — Thermometer für sehr tiefe Temperaturen und Wärmeausdehnung des Petroläthers **60**, 463. — Concentrationsverschiebungen durch Electrolyse im Inneren von Lösungen und Lösungsgemischen **62**, 209. — Erscheinungen bei der Electrolyse des Platinchlorids **63**, 423.
König, W., Electromagnetischer Rotationsapparat **60**, 519. — Zeeman'sches Phänomen **62**, 240. — Demonstration des Zeeman'schen Phänomens **63**, 268.

Königsberger, J., Absorption von ultrarothen Strahlen in doppeltbrechenden Krystallen **61**, 687.
Kurlbaum, F., Strahlung zwischen Körpern von sehr kleiner Temperaturdifferenz und Bestimmung der Absorption langer Wellen in Kohlensäure **61**, 417.

L.

Lampa, A., Brechungsexponenten einiger Substanzen für sehr kurze electrische Wellen **61**, 79.
v. Lang, V., Bestimmung der Capacität mit der Waage **61**, 800. — Electromotorische Gegenkraft des Aluminiumlichtbogens **63**, 191.
Lebedew, P., Ponderomotorische Wirkung der Wellen auf ruhende Resonatoren. III. Akustische Hohlresonatoren **62**, 158.
Lehmann, O., Electrischer und magnetischer Wind **63**, 285.
Lenard, P., Electrische Wirkung der Kathodenstrahlen auf atmosphärische Luft **63**, 253.
Loomis, E. H., Gefrierpunkt verdünnter wässeriger Lösungen III **60**, 523. — Specifisches Gewicht und electrisches Leitvermögen der Normallösungen von Natrium- und Kaliumhydroxyd, von Salzsäure, Schwefelsäure, Salpetersäure und Oxalsäure **60**, 547.
Lorentz, H. A., Einfluss magnetischer Kräfte auf die Emission des Lichtes **63**, 278.
Lummer, O., Graugluth und Rothgluth **62**, 14.
Lummer, O., u. E. Pringsheim, Strahlung eines „schwarzen" Körpers zwischen 100 und 1300° C. **63**, 395.

M.

Maltby, M. E., Bestimmung der Periode electrischer Schwingungen **61**, 553.
Martens, F. F., Magnetische Induction horizontaler, im Erdfelde rotirender Scheiben **60**, 61. — Methode, Marken und Theilstriche auf Glas hell auf dunklem Grunde sichtbar zu machen **62**, 206.
Mebius, C. A., Electrischer Druck **63**, 638.
Melde, F., Erregung stehender Wellen durch electrische Funkenentladungen **63**, 78.
Meyer, G., Diffusionsconstanten einiger Metalle in Quecksilber **61**, 225.
Meyer, M., s. C. Stumpf.
Meyer, St., s. G. Jäger.
Millikan, R., Prüfung der Clausius-Mossotti'schen Formel **60**, 376.
Müller, E., Untersuchungen über die absolute Wärmeleitungsconstante der Luft **60**, 82.

N.

Neesen, F., Einströmungsort des Quecksilbers bei Quecksilberkolbenluftpumpen **61**, 414; s. A. Paalzow.
Nernst, W., Schnelle electrische Schwingungen für die Brückencombination **60**, 600.
Nernst, W., u. A. M. Scott, Polarisation an dünnen Metallmembranen **63**, 386.
Nichols, E. F., Verhalten des Quarzes gegen Strahlen grosser Wellenlänge mittels der radiometrischen Methode **60**, 401.

O.

Oberbeck, A., Ausströmen der Electricität aus einem Leiter in die Luft und Einfluss einer Temperaturerhöhung **60**, 193. — Spannung an dem Pole eines Inductionsapparates **62**, 109. — Theorie der galvanischen Polarisation **63**, 29.
Ostwald, W., Betrachtungen über die Dampfdrucke gegenseitig löslicher Flüssigkeiten **63**, 336.

P.

Paalzow, A., u. F. Neesen, Einfluss des Magnetismus auf die Stärke der electrischen Entladung in luftverdünnten Räumen **63**, 209.
Paschen, F., Spectren fester Körper **60**, 662.
Pauer, J., Absorption ultravioletter Strahlen **61**, 363.
Pfaundler, L., Spannkraft der Quecksilberdämpfe im Intervall 0° bis 100° **63**, 36.

Pflüger, A., Teslaströme und einpolige Röntgenröhren **60**, 768.
Planck, M., Durch electrische Schwingungen erregte Resonanz **60**, 577. — Theorie der Dämpfung electrischer Schwingungen **63**, 419.
Pockels, F., Magnetisches Verhalten einiger basaltischer Gesteine **63**, 195.
Precht, J., Kathoden- und Röntgenstrahlen **61**, 330.
Pringsheim, E., s. O. Lummer.

Q.

Quincke, G., Capillaritätsconstanten von Flüssigkeiten und specifische Cohäsion geschmolzener Metalle **61**, 267. — Klebrigkeit isolirender Flüssigkeiten im constanten electrischen Felde **62**, 1. — Akustisches Thermometer für hohe und niedrige Temperaturen **63**, 66.

R.

Richarz, F., u. W. Ziegler, Messung der Temperatur von Electrolyten an der Oberfläche sehr kleiner Electroden **63**, 261.
Riecke, E., Vertheilung der freien Electricität im Innern einer Geissler'schen Röhre **63**, 220.
Rubens, H., u. E. F. Nichols, Wärmestrahlen von grosser Wellenlänge **60**, 418.
Rubens, H., u. A. Trowbridge, Dispersion und Absorption der ultrarothen Strahlen in Steinsalz und Sylvin **60**, 724.
Runge, C., u. F. Paschen, Serienspectra von Sauerstoff, Schwefel und Selen **61**, 641.

S.

Sauter, J., Magnetisirung eines Ringes durch eine theilweise Bewickelung **62**, 85.
Scheel, K., s. M. Thiesen.
Schiller, N., Verdampfung von Flüssigkeiten durch einen hohen Gasdruck **60**, 755.
Schmidt, G. C., Polarisirte Fluoreszenz **60**, 740; s. E. Wiedemann. — Lichtelectrisches Verhalten des Flussspaths und des Selens **62**, 407.
Schulze, F. A., Verhalten des Eisens in Bezug auf das Gesetz von Wiedemann und Franz **63**, 23.
Scott, A. M., s. W. Nernst.
Seiler, U., Oscillationen bei der Ladung von Condensatoren **61**, 30.
Siedentopf, H., Capillaritätsconstanten geschmolzener Metalle **61**, 235.
Skutsch, R., Bewegung eines gespannten Fadens **61**, 190.
Smale, F. J., Dielectricitätsconstanten von Salzlösungen nach der electrometrischen Methode **60**, 625.
Stadthagen, H., Längenänderung von Holzstäben durch Feuchtigkeit und Temperatur **61**, 208.
Stark, J., Russ **62**, 353. — Newton'sche Farbenringe in einer gewissen Art trüber Medien **62**, 368.
Starke, H., Bestimmung der Dielectricitätsconstanten fester Körper **60**, 629; **61**, 804.
Stewart, W., s. W. Duane.
Stumpf, C., u. M. Meyer, Schwingungszahlen bei sehr hohen Tönen **61**, 760.

T.

Tallqvist, H., Oscillatorische Ladung von Condensatoren **60**, 248.
Tammann, G., Grenzen des festen Zustandes **62**, 280. — Dampfspannung von Hydraten, welche beim Verwittern durchsichtig bleiben **63**, 16.
Thiesen, M., Bemerkung zur Zustandsgleichung **63**, 329.
Thiesen, M., K. Scheel, und H. Diesselhorst, Die Ausdehnung des Wassers **60**, 340.
Toepler, A., Electroskopische Beobachtung Hertz'scher Resonatorschwingungen **63**, 183.
Toepler, M., Geschichtete Entladung in freier Luft **63**, 109.
Traube, J., Gesetz von Boyle-van der Waals-Gay Lussac bei homogenen Flüssigkeiten **61**, 380. — Kinetik der Flüssigkeiten **61**, 391. — Gesetz von Avogadro bei homogenen Flüssigkeiten **61**, 396. — Osmotischer Druck und electrolytische Dissociation **62**, 490.

U.

v. Uljanin, W., Lambert'sches Gesetz und Polarisation der schief emittirten Strahlen **62**, 528.

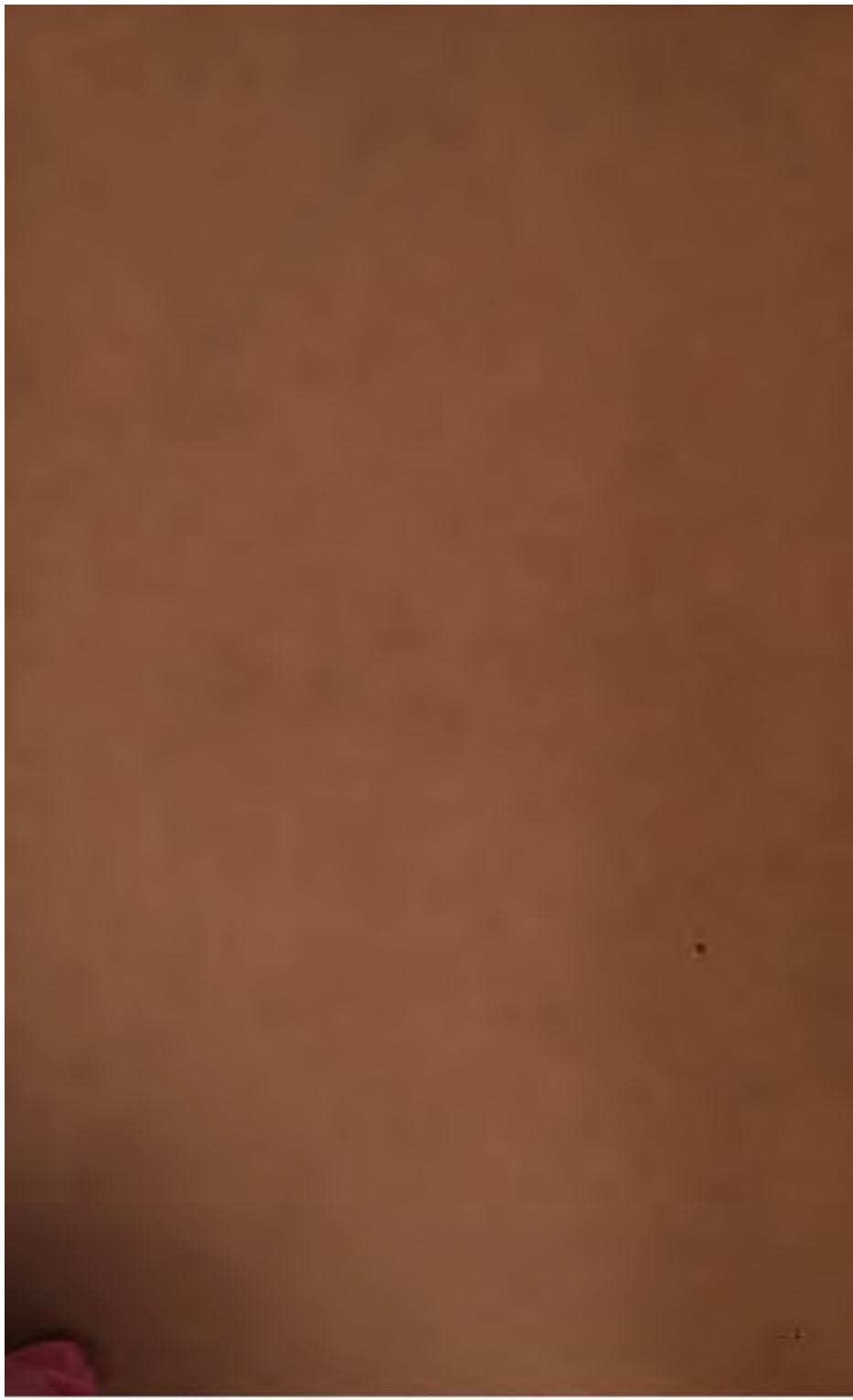
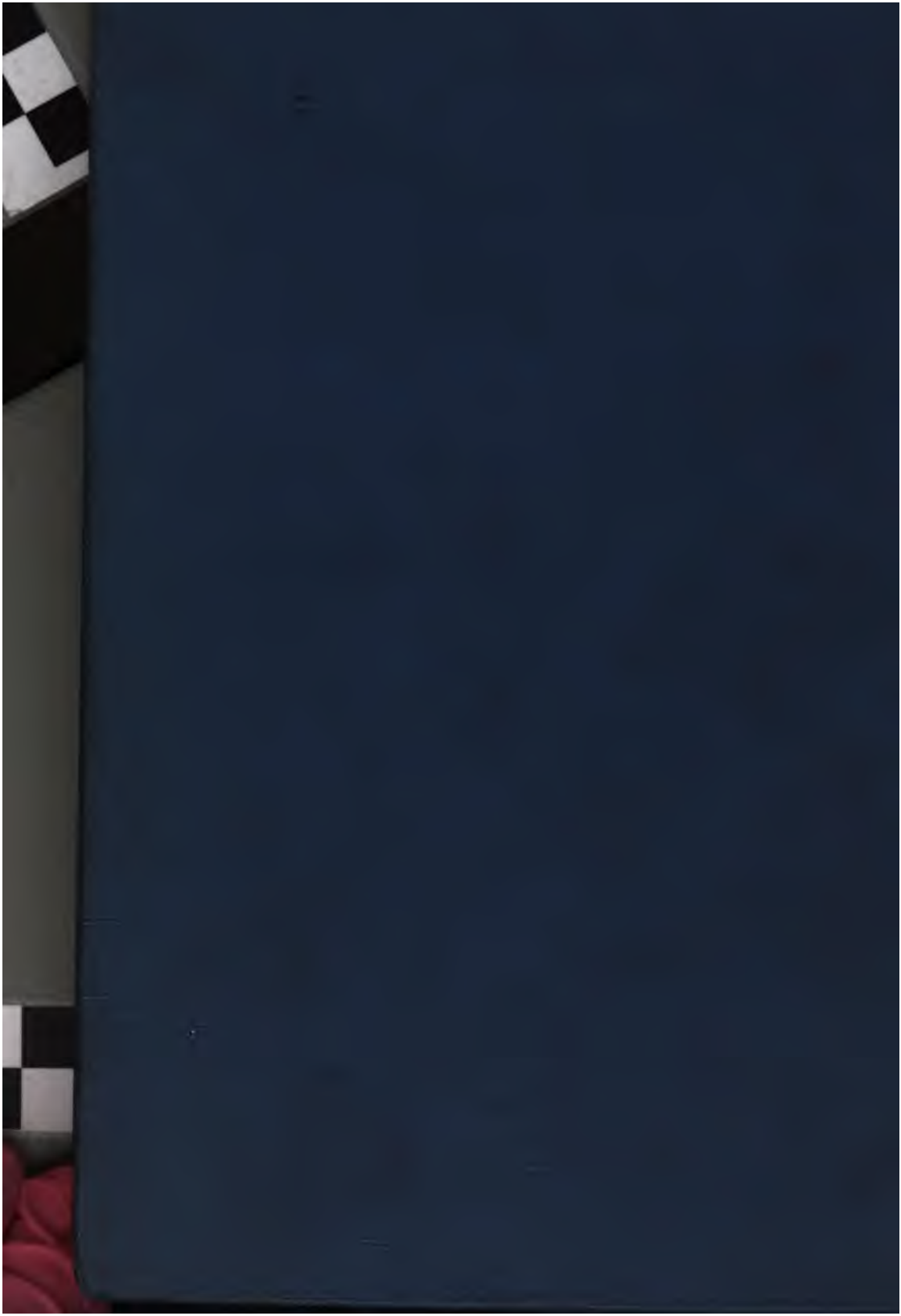
V.

Vogel, H. W., Messung der Helligkeit des Tageslichts **61**, 408.
Voigt, W., Wärmeleitung in Krystallen **60**, 350. — Absorptionsbüschel in zweiaxigen pleochroitischen Krystallen **60**, 560. — Electrisches Moment eines Turmalins **60**, 368. — Beiträge zur geometrischen Darstellung der physikalischen Eigenschaften der Krystalle **63**, 376.
Volkmann, P., Atomistik **61**, 196. — Bemerkungen zu den Arbeiten über die Oberflächenspannung des reinen Wassers **62**, 507.
Voller, A., u. B. Walter, Röntgenstrahlen **61**, 88; **61**, 806.
Völlmer, B., s. E. Dorn.

W.

Wadsworth, F. L. O., Auflösungsvermögen von Fernrohren und Spectroskopen für Linien von endlicher Breite **61**, 604.
Waitz, K., Verschiedenheit im Verhalten der electrischen und der magnetischen Schwingung **63**, 234.
Walter, B., Vorgänge im Inductionsapparat **62**, 300; s. A. Voller.
Warburg, E., Verzögerung bei der Funkenentladung **62**, 385. — Electrisirung der Luft durch Spitzenentladung **63**, 411.
Wassmuth, A., Nicht umkehrbare Processe **62**, 522.
Weber, H. F., Berücksichtigung der Formen der Wechselstrom-Spannungen und Wechselstrom-Intensitäten bei den Messungen von Capacitäten und Inductionscoefficienten mittels Wechselstrom **63**, 366.
Weihe, F. A., Hysteresiswärme bei Eisen in magnetischen Wechselfeldern **61**, 578.
Wesendonck, K., Potentiale, wobei die Spitzenentladung in Luft und Wasserstoff beginnt **60**, 209. — Thermodynamik der Lumineszenz **62**, 706.
Wiedeburg, O., Nicht-umkehrbare Vorgänge **61**, 705; **62**, 652. — Physikalisches Entwickelungsprincip **63**, 154.
Wiedemann, E., Beziehung des positiven Lichtes zum dunkeln Kathodenraume **63**, 242. — Gegenseitige Beeinflussung verschiedener Theile einer Kathode **63**, 246.
Wiedemann, E., u. G. C. Schmidt, Interferenzflächen an der Kathode und electrostatische Abstossung der Kathodenstrahlen **60**, 510. — Electrolytische Leitung verdünnter Gase **61**, 737. — Absorption electrischer Schwingungen durch electrolumineszirende Gase und durch letztere ausgeübte Schirmwirkungen **62**, 460. — Einfluss der Canalstrahlen auf die electrischen Eigenschaften von Entladungsröhren **62**, 468. — Kathodenstrahlen **62**, 603; s. H. Ebert.
Wien, M., Rückwirkung eines resonirenden Systems **61**, 151. — Aichung eines ballistischen Galvanometers **62**, 702. — Verwendung des Electrodynamometers im Nebenschluss **63**, 390.
Wien, W., Geschlossene Unstetigkeitsflächen der Geschwindigkeit in einer incompressibeln reibungslosen Flüssigkeit **62**, 192.
Winkelmann, A., Elasticitätscoefficienten verschieden zusammengesetzter Gläser in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur **61**, 105. — Aenderung des Elasticitätscoefficienten des Platins mit wachsender Temperatur **63**, 117.

Z.

Zehnder, L., Hochspannungsaccumulatoren **60**, 47.
Ziegler, W., s. F. Richarz.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.